Die Schwächung sichtbarer und ultraroter Strahlung durch künstliche Nebel und ihre Wirkung auf die Sicht

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Alexanders-Universität Erlangen

Vorgelegt von

Willi Külb

aus Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Mai 1931

1 9 3 1

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

31a357

Referent: Universitätsprofessor Dr. B. Gudden

Dekan: Universitätsprofessor Dr. F. Henrich

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Annalen der Physik"
5. Folge, Band 11, Heft 6. 1931

Printed in Germany
Druck von Metzger & Wittig in Leipzig 138

Inhalt: § 1. Fragestellung und kurzer Überblick über die Literatur. — § 2. Untersuchungen von künstlichen Nebeln. — § 3. Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie. — § 4. Einfluß der Veränderung einer Strahlung durch Nebel auf die Sicht. — § 5. Erkennbarkeit einer Lichtquelle im Nebel. — § 6. Erkennbarkeit eines Objektes im Nebel bei diffuser Beleuchtung (Tageslicht). — § 7. Erkennbarkeit eines Objektes im Nebel bei einseitiger direkter Beleuchtung. — § 8. Bemerkungen zur Empfängerfrage.

Übersicht

Gemessen wurde die spektrale Durchlässigkeit einiger künstlicher Nebel (Säurenebel, Nebel aus $SiCl_4$ und NH_3, Nebel aus $TiCl_4$, Chlorzinknebel, Schwarznebel, Kalizuckerrauch) für die Wellenlängen 0,4—4,0 μ. Es wurde untersucht, wie sich die Schwächung auf Streuung und Absorption verteilt.

Es wurden allgemeine Gesichtspunkte über Sichtverhältnisse in trüben Medien entwickelt und Mittel zur Verbesserung besprochen.

§ 1. Fragestellung und kurzer Überblick über die Literatur

Über die Veränderung (Zerstreuung, Absorption) von Strahlung des sichtbaren und der anschließenden Spektralgebiete und die Auswirkung dieser Veränderung auf die Sicht ist noch wenig bekannt. Die vorliegende Arbeit soll hierzu einen Beitrag liefern. Begonnen wurde mit der Untersuchung von Naturnebeln. Da diese infolge des hierfür ungünstigen Klimas am Ort nicht zu Ende geführt werden konnte und künstlicher Wassernebel von der Art des Naturnebels nicht haltbar genug

herzustellen war, wurden die Untersuchungen an künstlichen Nebeln durchgeführt.

Zunächst einen kurzen Überblick über die auf diesem Gebiet zu Beginn dieser Arbeit (Oktober 1929) vorliegenden Veröffentlichungen:

Am nächsten kommen in der Fragestellung die Arbeiten von Haecker[1]), Rudolph[2]) und Werner.[3]) Hiervon ist die Arbeit von Haecker wegen der Abhängigkeit der Ergebnisse von physiologischen Vorgängen im Auge für allgemeine Schlußfolgerungen nicht brauchbar.[4]) Werner untersucht die Schwächung sichtbarer Strahlung durch künstlichen Wassernebel. Es gelingt ihm nicht, für die von ihm festgestellte Abhängigkeit der Schwächung von der Tropfengröße des Nebels bzw. der Wellenlänge der Strahlung eine Gesetzmäßigkeit zu finden, so daß eine Verallgemeinerung seiner Ergebnisse nicht möglich ist. Rudolph stellt fest, daß die Schwächung durch Naturnebel im sichtbaren Gebiet von kurzen nach längeren Wellen hin schwach zunimmt. Die übrigen Arbeiten, die im weiteren Sinne mit diesen Fragen zusammenhängen, lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen:

1. Arbeiten über Lichterscheinungen im Nebel, aber mit anderer Fragestellung.

2. Untersuchungen über die Wirkung kleiner Teilchen auf auffallende kurzwellige elektromagnetische Strahlung.

3. Untersuchungen über den Einfluß geringer Trübungen der Atmosphäre auf die Sicht.

Auch bei Zusammenfassung des gesamten Materials konnte daraus nur in geringem Maß auf die bei Naturnebeln oder künstlichen Nebeln auftretenden Erscheinungen geschlossen werden. Erwarten durfte man: Eine erhebliche Abnahme der Schwächung durchgehender Strahlung mit zunehmender Wellenlänge (wenn auch nicht mit der vierten Potenz der Wellenlänge) und einen Einfluß des gestreuten Lichtes auf den Erkennungsvorgang.

Hier sollen noch kurz zwei einschlägige Arbeiten besprochen werden, welche nach Beginn dieser Arbeit veröffentlicht wurden,

1) G. Haecker, Bestimmung des Transparenzkoeffizienten des Nebels. Diss. Kiel 1905.

2) A. Rudolph, Phys. Ztschr. **5**. S. 36. 1904.

3) O. Werner, Ann. d. Phys. **70**. S. 480. 1923.

4) F. Löhle, Ztschr. f. techn. Phys. **10**. S. 428. 1929.

und zwar als erste die Untersuchung der Durchlässigkeit von Naturnebeln (in der Nähe der See) durch Granath und Hulburt.[1]) Diese fanden eine geringe Zunahme der Durchlässigkeit von 0,4—0,7 μ, während sie von da an bis etwa 3 μ gleich blieb. Dabei wurden die Werte von 0,4—0,7 μ durch Auswertung von Spektralaufnahmen gewonnen. Im Ultraroten wurde nicht spektral zerlegt, sondern versucht, zwei Meßpunkte bei etwa 1,4 μ und 3 μ dadurch zu gewinnen, daß durch Filter bzw. durch Ersatz der im Sichtbaren verwandten Wolframbogenlampe durch eine Heizspule das Schwergewicht der Strahlung im Spektrum nach den angegebenen Wellenlängen verschoben wurde. Die Energieverteilungskurven zeigen jedoch, daß hierbei vor allem bei 3 μ nur ein schlecht ausgesprochenes Maximum erzielt wurde.

Wesentlich ausführlicher ist die Arbeit von Anderson.[2]) Dieser untersuchte künstlichen Nebel — seiner Ansicht nach Wassernebel — in geschlossenem Gefäß. Bemerkenswert ist vor allem die kunstreiche Versuchsanordnung, bei der an Mühe und Mitteln nicht gespart ist. Es gelang ihm, recht beständigen Nebel zu erzeugen und zwar anscheinend auch solchen von beträchtlicher Tropfengröße (Anhaltspunkte für die absolute Größe werden nicht gegeben). Letzteres gelang ihm allerdings nur dadurch, daß er hygroskopische Kerne ($MgCl_2$) einführte. Es handelt sich also eigentlich nicht mehr um reinen Wassernebel, sondern ebenso wie bei unseren Versuchen um künstlichen Nebel. Leider entsprechen seine Ergebnisse, wenigstens soweit das ultrarote Gebiet in Frage kommt, nicht ganz dem Aufwand, da die Trennung der Spektralbereiche nur durch Filter vorgenommen wurde. Es gelang ihm daher, im Ultraroten nur zwei Bereiche auszusondern und zwar von 0,70 bis 1,2 μ und 1,05—2,7 μ. Angaben über die Verteilung innerhalb dieser Bereiche fehlen. Die Ergebnisse sind hauptsächlich in zwei Diagrammen verwertet, welche die Durchlässigkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigen. Die Diagramme sind in einem Bericht von Gresky[3]) wiedergegeben und es wird daher auf diese verwiesen. Die Beurteilung der Kurven wird dadurch erschwert, daß die Durchlässigkeit in Prozenten auf-

1) L. P. Granath u. E. O. Hulburt, Phys. Rev. **34**. S. 140. 1929.
2) S. H. Anderson, The Aviation **38**. S. 930. 1930.
3) G. Gresky, Phys. Ztschr. **32**. S. 193. 1931.

getragen ist. Die besonders wichtigen Werte bei starken Schwächungen sind daher an einem Ende zusammengedrängt und unsicher. Außerdem ist bei dieser Art der Auftragung nicht zu erkennen, daß die Verhältnisse der Schwächungskoeffizienten für verschiedene Spektralgebiete mit der Dichte schwanken. Den Verf. scheint diese Tatsache allerdings, wie aus seiner Bemerkung über das Überschneiden der Kurven für Blau und Grün hervorgeht, nicht zu überraschen. Bei der Berechnung über den Sichtgewinn wählt er andererseits ohne Rücksicht auf die dabei angenommene größere Dichte des Nebels unbedenklich von den verschiedenen Verhältniswerten der Schwächungskoeffizienten denjenigen, welcher im Ultraroten die größte Sichtweite ergibt. Im übrigen sind die von ihm in der Tabelle angegebenen Entfernungen für eine Schwächung auf jeweils 1 Proz. mit 0,666 zu multiplizieren, da ihm bei der Rechnung ein Irrtum ($\log^{10} 100 : 3{,}0$ statt 2,0) unterlaufen ist. Wenn Anderson, wie auch Granath und Hulburt für die Schwächung einer Strahlung durch Nebel die Formel $J = J_0 \cdot e^{-(a + b/\lambda^4)}$ angibt und sie als Rayleighsches Gesetz bezeichnet, so ist dies in dieser Form nicht richtig. Rayleigh hat das Gesetz $J = J_0 \cdot e^{-c/\lambda^4}$ für die Zerstreuung an Teilchen, welche klein gegenüber der Wellenlänge sind, aufgestellt und es entsteht nur eine — übrigens unbrauchbare — empirische Näherungsformel, wenn man versucht, diese Beziehung durch Hinzufügung eines konstanten Gliedes für die Zerstreuung an größeren Teilchen umzuformen.

§ 2. Untersuchungen von künstlichen Nebeln

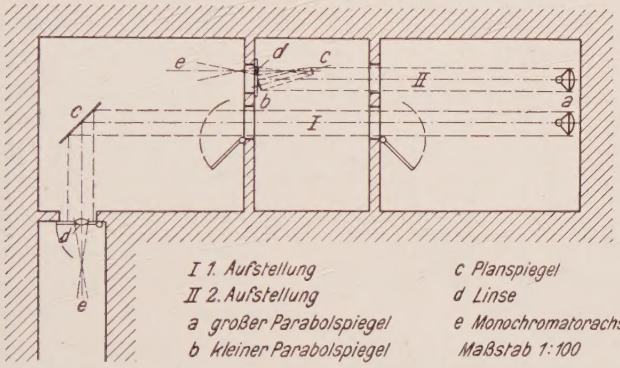
1. Schwächung eines parallelen Strahlenbündels

Sämtliche Versuche wurden im Keller des Physikalischen Instituts vorgenommen, wo drei zusammenhängende Räume und ein Vorraum zur Verfügung standen (vgl. Fig. 1). Zur Untersuchung der spektralen Abhängigkeit der Schwächung eines Parallelstrahls durch künstliche Nebel wurde an einem Ende der zu vernebelnden Räume die Lichtquelle mit Hohlspiegel (750 mm Durchmesser, 325 mm Brennweite), am anderen Ende ein großer Planspiegel aufgestellt, durch welchen der Strahl rechtwinklig auf eine in der Türe zum Vorraum angebrachte Sammellinse (17 cm Durchmesser, 1 m Brennweite) umgelenkt wurde. Die aufgefangene Strahlung wurde in einem Monochromator spektral zerlegt und gemessen. Durch Vergleich der

ohne und mit Nebel gemessenen Werte wurde die Schwächung in dem jeweiligen Spektralgebiet ermittelt. Um dabei den Einfluß der Dichteschwankungen des Nebels auszuschalten, wurde unmittelbar nach jeder Messung die Schwächung in einem bestimmten Spektralgebiet mitgemessen.

Die Ausscheidung eines solchen engen Spektralgebietes, welches in der Folge als Vergleichswellenlänge bezeichnet werden soll, wurde in folgender Weise vorgenommen:

Der an der Vorderseite des Prismas reflektierte Teil der Strahlung wurde mittels einer Linse auf ein zweites Thermo-



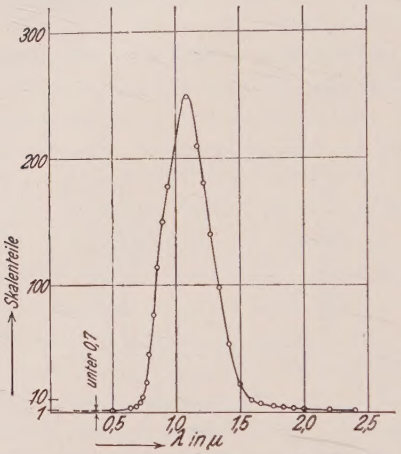
Schwächung eines Parallelstrahls. Meßanordnung

Fig. 1

element gesammelt, welchem ein Filter vorgeschaltet war, um aus einem Bereich des Gesamtspektrums, in welchem auch bei starker Vernebelung noch genügend Energie durchdringen konnte, die Vergleichswellenlänge auszusondern. Am günstigsten erwies sich eine Zusammenstellung von 5 mm Wasser und einem Ultraviolettglas (Schott UG3; 8 mm st.), wobei das Wasser das Spektrum nach langen Wellen, das Glas das Spektrum nach dem Sichtbaren zu abschneidet. Das Glas selbst war 8 mm stark und erschien in der Durchsicht violett. Die Wiederzunahme der Durchlässigkeit im kurzwelligen Gebiet hat aber, wie aus dem Diagramm hervorgeht, infolge der hier geringen Intensität der gesamten Anordnung keinen Einfluß.

Als Lichtquelle diente eine Wolframpunktlichtlampe (7,5 Amp., 55 Volt), welche leider meist ans Netz angeschlossen werden mußte. Um den Einfluß der Spannungsschwankungen

zu vermindern, wurde daher nachts gemessen, wo sich diese in erträglichen Grenzen bewegten. Die Stromaufnahme der Lampe wurde dauernd überwacht. Nach längerer Benutzung verursachte das Abbröckeln kleiner Teilchen von der Kathode hie und da Helligkeitsschwankungen. Im übrigen waren die von der Lampe herrührenden Schwankungen gering gegenüber den Schwankungen, welche durch Dichteschwankungen des Nebels entstanden.



Energieverteilung der zum Vergleich verwendeten Strahlung (Vergleichswellenlänge)
Lichtquelle: Wolframbogenlampe.
Filter: Ultraviolettglas + 5 mm H_2O

Fig. 2

Untersucht wurden zunächst folgende „Nebel":

Säurenebel (entwickelt durch Zerstäuben der Nebelsäure; diese nach Angaben der Hersteller: Auflösung von Schwefelsäureanhydrid in Schwefelsäurechlorhydrin);

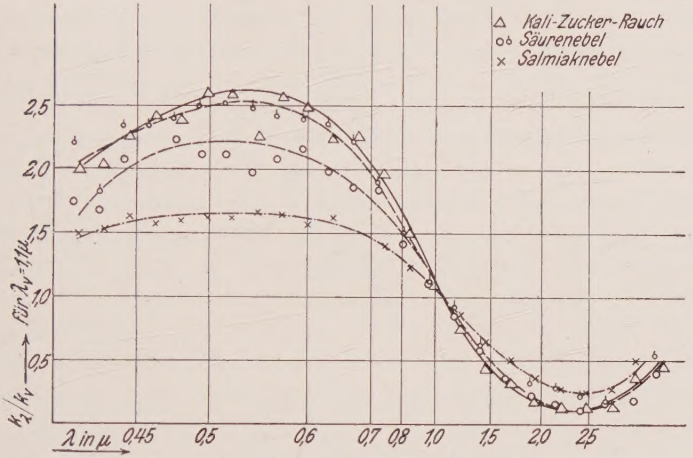
Kalizuckerrauch (entwickelt durch Verbrennen von Kaliumchlorat und Zucker);

Salmiaknebel (entwickelt durch Zerstäuben von Ammoniak und Salzsäure).

Der Nebel wurde im ersten Raum entwickelt und durch den Zug des Ventilators verteilt. Die Zerstäubung der Nebel konnte von außen geregelt werden. Bei der verhältnismäßig langen Meßstrecke genügte eine geringe Nebeldichte. Diese wurde im Mittel so gewählt, daß im Sichtbaren gerade noch gemessen werden konnte. Zur genaueren Messung im langwelligen und im sichtbaren Teil des Spektrums wurde dann der Nebel noch verstärkt bzw. geschwächt. Im Verlauf einer Messung war es öfters notwendig, den lichter werdenden Nebel wieder zu verstärken.

Bei der Auswertung wurde die Beziehung $J = J_0 \cdot e^{-k\,c\,d}$ zugrunde gelegt, wobei d die Schichtdicke, c die Dichte (Teilchenzahl/Volumeneinheit) und k die (frequenzabhängige) Schwächung durch ein Teilchen bezeichnet. Hiervon ist d während der Messung konstant, c kann für einen Wert und den unmittel-

bar nachher gemessenen Vergleichswert der Vergleichswellenlänge als gleich angenommen werden. Aus dem Ausdruck $\ln \frac{(J_0/J)_\lambda}{(J_0/J)_v}$, wobei λ eine Wellenlänge im untersuchten Bereich, v die Wellenlänge des Vergleichsspektrums bedeutet, erhält man $\frac{k_\lambda}{k_v}$, also das Verhältnis der Schwächungskoeffizienten, welches — strenge Gültigkeit des Exponentialgesetzes vorausgesetzt — von Schichtdicke und Dichte unabhängig sein müßte.



Schwächung eines Parallelstrahls. Erste Messungen
Fig. 3

In Fig. 3 sind einige Ergebnisse der ersten Messungen eingetragen und zwar mit den Wellenlängen als Abszissen (absichtlich nicht entzerrt, um die Verteilung der Meßpunkte zu zeigen) und dem Verhältnis $\frac{k_\lambda}{k_v}$ als Ordinaten. Aus dem Zusammenlaufen sämtlicher Kurven im Schnittpunkt mit der Ordinate 1 würde sich die Vergleichswellenlänge, wenn sie nicht bekannt wäre, sofort ergeben. Im übrigen zeigen die Kurven im Ultraroten einen ziemlich gleichen Verlauf, während sie im Sichtbaren weiter auseinanderliegen. Außerdem streuen die Werte im Sichtbaren bedeutend mehr. Im ganzen ergibt sich wenigstens für Säurenebel und Kalizuckerrauch eine recht beträchtliche Abnahme des Schwächungskoeffizienten mit zunehmender Wellenlänge. Auffällig war der scheinbare Wiederanstieg bei etwa 2,5 μ, welcher infolge der in diesem Spektralgebiet starken

Absorption der Glasapparatur nicht zweifelsfrei festgestellt werden konnte. Die weiteren Messungen über die gleiche Meßstrecke (15 m) und solche über eine Strecke von 7,5 m bestätigen im wesentlichen dieses Ergebnis. Es zeigten sich aber im Sichtbaren öfters größere Abweichungen (ähnlich wie im Diagramm beim Kalizuckerrauch), nämlich das Herausfallen jeder dritten Messung aus dem sonstigen Verlauf der Kurve. Dies entspricht der Reihenfolge der Messungen und deutet also auf eine Änderung der Versuchsbedingungen während einer Meßreihe. Es lag nahe, die erwähnte Änderung der Nebeldichte, für welche die jeweilige Schwächung der Vergleichswellenlänge einen Anhalt bot, zur Deutung heranzuziehen. Nach dem Ansatz $\frac{k_\lambda}{k_v} = \ln \frac{(J_0/J)_\lambda}{(J_0/J)_v}$ müßte aber das Verhältnis der Schwächungskoeffizienten von der Nebeldichte unabhängig sein und dies würde also bedeuten, daß der einfache Exponentialansatz die Verhältnisse nicht genügend genau erfaßt, weil dabei die Schwächung, welche doch hauptsächlich durch Zerstreuung erfolgt, einer Absorption gleichgesetzt wird.

2. Nachprüfung des Exponentialansatzes für die Schwächung

Nach der Mieschen Theorie erfolgt die Streuung bei Teilchen, welche von ähnlicher Größe sind und einen ähnlichen Brechungsindex haben wie die Teilchen der hier untersuchten Nebel, zum größten Teil in Richtung des durchgehenden Strahles. Es wäre daher möglich, daß trotz der Abschwächung dieser Erscheinung durch wiederholte Zerstreuung das Streulicht in Richtung des Parallelstrahls ein ausgeprägtes Maximum hätte und daher in nennenswertem Maße mitgemessen würde. Eine solche Erscheinung könnte die beobachteten Abweichungen erklären. Es galt also zu prüfen, welche Vernachlässigung durch den Exponentialansatz begangen wurde. Eine solche Prüfung hätte durch Messungen bei verschiedenen Nebeldichten erfolgen können, wenn eine einwandfreie Bestimmung dieser Dichten möglich wäre. Da hierzu keine Möglichkeit bestand, wurde statt dessen die Schichtdicke verändert und Messungen bei gleicher Dichte über verschiedene Entfernungen vorgenommen.

Die Versuchseinrichtung war dabei folgende:

In Richtung der Monochromatorachse waren im Nebelraum hintereinander zwei Nernststifte aufgestellt und deren Licht

durch je eine Linse als Parallelstrahl auf die Linse vor dem Monochromatorspalt gerichtet. Hierbei war der dem Beobachter nähere Nernststift mit Linse auf einem kleinen Wagen angebracht und konnte von außen durch Schnurzug seitlich herausgefahren werden, sodaß dann die Strahlung des entfernteren Nernststiftes, welche vorher durch einen ebenfalls am Wagen angebrachten Schirm abgeblendet war, zur Messung gelangte. Mit einfachen Mitteln gelang es sicherzustellen, daß beim Wiedereinfahren Lichtquelle und Linse stets wieder genügend genau in die gleiche Stellung kamen. Die Stromaufnahme der Nernststifte wurde überwacht. Während einer Messung wurde die am Monochromator eingestellte Wellenlänge unverändert gelassen und die Schwächung über beide Entfernungen unmittelbar nacheinander gemessen, so daß die Nebeldichte c für zwei zusammengehörige Messungen als gleich angenommen werden konnte. Solche Messungen wurden in längeren Reihen mit verschiedenen Nebeldichten für drei Gebiete des untersuchten Spektrums ($\lambda = 0{,}65,\ 1{,}2,\ 2{,}4\ \mu$) durchgeführt. Als Nebel diente Säurenebel, Salmiaknebel und Kalizuckerrauch. Es erwies sich als zweckmäßig für die Messungen, bei kurzen und bei langen Wellen nicht ungefähr gleiche Nebeldichte, sondern gleiche Schwächung anzustreben, da sonst bei erträglicher Schwächung im Sichtbaren die Schwächung im langwelligen Gebiet so gering ausfiel, daß hierbei bei der erreichbaren Meßgenauigkeit die Werte für die Schwächungskoeffizienten zu stark streuten.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 1 aufgetragen.

Tabelle 1

	λ_μ	0,65	1,20	2,40
d_1/d_2	gemessen		1,63	
	aus d. Schwächung errechnet (Mittelw.)	1,60	1,61	1,61

Die Entfernung zwischen den Linsen betrug für den hinteren Nernststift 529,5 cm, für den vorderen 325,0 cm, so daß sich die Schichtdicken wie 1,63/1 verhielten. Die Werte stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit mit den geforderten überein; eine Abweichung vom Exponentialgesetz ist nicht festzustellen. Bei einem Parallelstrahl ist also bei den hier in Frage kommenden

großen Schichtdicken und geringen Nebeldichten das gestreute Licht so vollständig im Raum zerstreut, daß der Anteil, welcher in Richtung des durchgehenden Strahles fällt, vernachlässigt werden darf. Die vorerwähnten Unstimmigkeiten können also nicht auf einen Fehler im Ansatz zurückgeführt werden.

3. Prüfung einer etwaigen Häufung des Streulichtes in Richtung des durchgehenden Strahls

Beim Parallelstrahl darf bei den untersuchten Nebeldichten das etwa mitgemessene Streulicht vernachlässigt werden. Es war zu erwarten, daß bei einer punktförmigen Lichtquelle mit gleichmäßiger Ausbreitung der Strahlung nach allen Richtungen im Raum sich der Einfluß des gestreuten Lichtes stärker geltend machen würde. Fraglich war, ob dies zu einer allgemeinen Aufhellung oder zu einer Verwaschung und damit zu Unschärfe des Bildes führen würde.

Beobachtung und Messung (bei Verschiebung der Abbildung eines Nernststiftes über einen Spalt hinweg) ergaben jedoch, daß das Bild bis zum Verschwinden stets scharf blieb, sodaß die Wirkung des Nebels ähnlich ist der eines guten Trübglases. Wegen der Verwandtschaft der Erscheinungen sei auf die Untersuchungen von Lax, Pirani und Schönborn[1]) verwiesen sowie auf eine Arbeit von Zschimmer.[2]) Letztere enthält die bemerkenswerte Feststellung, daß bei gutem, weiß durchscheinenden Opalglas die Korngröße zwischen etwa 0,4—1,3 μ liegt.

4. Farbumschlag

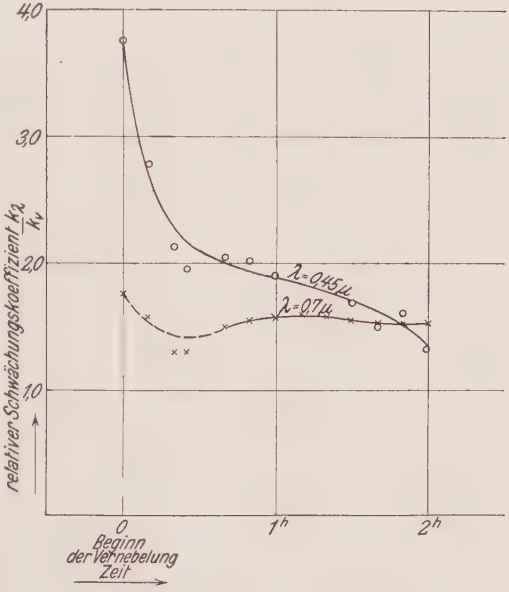
Bei einigen Versuchen mußte wegen der Verkürzung der Meßstrecke sehr dichter Nebel entwickelt werden. Hierbei wurde beobachtet, daß zu Beginn der Vernebelung der durchgehende Strahl ausgesprochen rötliche Färbung annahm. So erschien z. B. die hintere Linse in der Farbe der untergehenden Sonne. Mit der Zeit ging diese Färbung immer mehr zurück; die Linse erschien weiß, am Ende sogar leicht bläulich gefärbt. Diese Entwicklung ging im Verlauf von etwa $^1/_2$ Stunde vor sich.

Zur Klärung dieser Erscheinung wurde mit der Apparatur für die Messung der Schwächung des Parallelstrahles (§ 2,7) ver-

1) E. Lax, M. Pirani u. H. Schönborn, Licht u. Lampe **173**. S. 209. 1928.

2) E. Zschimmer, Sprechsaal-Coburg **63**. S. 347, 364. 1930.

sucht, diese auch zahlenmäßig zu erfassen. Hierzu wurde dichter Nebel (Säurenebel) entwickelt und nun über einen Zeitraum von etwa 2 Stunden hinweg die Schwächungskoeffizienten für zwei ausgewählte Spektralgebiete an den Enden des sichtbaren Spektrums gemessen. Der gemessene Verlauf der Schwächungskoeffizienten ist in Fig. 4 aufgetragen. Man sieht, wie die anfänglich großen Unterschiede der Schwächungskoeffizienten rasch zusammenschrumpfen und sich die Kurven am Ende sogar überschneiden.



Schwächung von kurz- und langwelligem sichtbarem Licht
Einfluß des Wachsens der Nebeltropfen
Fig. 4

Diese Erscheinungen: Farberscheinungen bei künstlichen Nebeln (farbiger Dampfstrahl) oder allgemeiner: Änderung von Durchsichts- bzw. Aufsichtsfarben in dispersen Systemen sind schon oft im Zusammenhang mit Änderungen des Dispersitätsgrades, also der Teilchengröße, beobachtet worden. Eine umfassende Darstellung hierüber findet man bei Ostwald[1]), wo eine Fülle von Beobachtungsmaterial gesammelt und gesichtet ist. Leider handelt es sich dabei fast ausschließlich um subjektive Beobachtungen und diese erstrecken sich meistens nur auf einen Teil der Erscheinung, entweder die Aufsichtsfarbe (Streulicht) oder die Durchsichtsfarbe (Schwächung des direkten Strahles). Zahlenmäßige Untersuchungen über den Zusammenhang von Teilchengröße und Farberscheinungen,

1) W. Ostwald, Licht u. Farbe in Kolloiden.

welche im Zusammenhang mit einem weiteren Ausbau der Theorie für die Klärung der Vorgänge bei trüben Medien von Wert wären, fehlen.

In ähnlicher Weise wird auch im vorliegenden Fall der Farbumschlag mit Änderungen der Teilchengröße zusammenhängen. Die Nebel, welche diese Erscheinung zeigen, bestehen anfänglich aus kleinen Tröpfchen oder festen Teilchen einer hygroskopischen Substanz und ziehen daher Luftfeuchtigkeit an und vergrößern sich dadurch. Der Nebel entsteht also eigentlich erst durch diese Feuchtigkeitsaufnahme und die Wirkung der Nebelbildner besteht gerade in der Eigenschaft, schon bei Feuchtigkeitsgraden, welche an sich zur Nebelbildung nicht ausreichen würden, besonders wirksame Ansatzkerne für die Kondensation zu bilden. Mit zunehmender Feuchtigkeitsaufnahme, wachsender Tropfengröße verschiebt sich wegen des Zusammenhangs zwischen λ und d, auf welchen später noch näher eingegangen wird, das Maximum der Schwächung über das Spektrum hinweg. Zur Bestätigung der Annahme, daß hierbei die Wasseraufnahme wesentlich mitwirkt (man könnte ja auch an eine Auslese durch Sinken der größeren Teilchen denken), sei nochmals auf Ostwald[1]) verwiesen, wo der Farbumschlag bei Salmiaknebel geschildert und betont ist, das Schütteln mit Wasserzusatz die — hier in einem Gefäß vor sich gehende — Umwandlung beschleunigt. Auf den Zusammenhang zwischen Teilchengröße und Durchsichtsfarbe wird später noch eingegangen.

Hiermit waren also die im § 2,2 erwähnten Abweichungen aufgeklärt und diese konnten in Zukunft durch eine ententsprechende Pause zwischen Vernebelung und Messung vermieden werden. Daß sie zu Beginn zu stark in Erscheinung traten, lag übrigens auch an der Art der Darstellung (vgl. § 2,7).

5. Teilchengröße

Von den Methoden zur Bestimmung der Teilchengröße ist die Ausmessung von Beugungsringen die bequemste. Bei diesen künstlichen Nebeln konnten aber Beugungsringe oder ähnliche regelmäßige Beugungserscheinungen nicht beobachtet werden. Außerdem darf nach der Arbeit von Mecke[2]) als festgestellt

1) W. Ostwald, Licht und Farbe in Kolloiden, S. 437.
2) R. Mecke, Ann. d. Phys. **61**. S. 471. 1920; **62**. S. 623. 1920.

gelten, daß die normalen Beugungserscheinungen nur bei verhältnismäßig großen Tropfen (Mindestdurchmesser bei Wasser: 5 μ) auftreten. Bei noch kleineren Tropfendurchmessern treten anomale Erscheinungen auf, deren Zusammenhang mit der Tropfengröße bisher nur für reine Wassernebel bestimmt ist. Die Ermittlung dieses Zusammenhangs setzt aber gerade die Kenntnis der gesuchten Teilchengröße voraus. Zur Feststellung der Teilchengröße ist also dieser Weg nicht gangbar, wobei dahingestellt bleiben soll, ob nicht bei besonders günstigen Verhältnissen (dünne, definierte Schicht vor entfernter Lichtquelle; kurzwellige Strahlung) doch auch bei künstlichen Nebeln Beugungsringe zu finden sind.

Zur Prüfung der Teilchengröße wurde daher der Schwebekondensator herangezogen. Es ergaben sich dabei im Mittel für die verschiedenen Nebel Werte zwischen 1,2 –2,1 μ Durchmesser.

Diese Messungen sollten nur einen ungefähren Anhaltspunkt für die Teilchengröße geben. Sie werden am hiesigen Institut von anderer Seite fortgesetzt und genauer durchgeführt werden.

6. Spektralaufnahmen im Ultraviolett

Eine Ausdehnung der Untersuchung auf das ultraviolette Gebiet war nicht beabsichtigt. Da aber bei allen untersuchten Nebeln eine Wiederabnahme der Schwächung auch nach kürzeren Wellen zu festzustellen war, erschien es für die allgemeine Deutung der Erscheinungen doch wünschenswert, wenigstens einen ungefähren Anhalt über den Verlauf in diesem Gebiet zu gewinnen. Es wurde daher mit einem Quarzspektrographen das Spektrum einer Hg-Lampe im Bereich von etwa 580 bis 250 mμ in sämtlichen Nebeln bei verschiedener Dichte aufgenommen. Von einer Zunahme der Durchlässigkeit war auf diesen Aufnahmen nichts zu bemerken. Zur Gewinnung eines lückenlosen Spektrums, wenigstens in dem am Sichtbaren anschließenden Spektralgebiet, wurde dasselbe mit einem Nernststift wiederholt, und zwar mit dem gleichen Ergebnis. Da es sich nur um eine Stichprobe handeln sollte, wurde auf die Ausmessung der Aufnahmen verzichtet.

7. Erweiterung der Messungen am Parallelstrahl

Die Untersuchung von künstlichen Nebeln hatte mit Messungen der Schwächung eines Parallelstrahls begonnen. Zur

Prüfung der Ergebnisse und zur Erweiterung durch Einbeziehung weiterer künstlicher Nebel wurden diese Messungen wiederholt. Was die Prüfung betrifft, so kam es vor allem darauf an, den überraschenden Wiederanstieg der Schwächung oberhalb etwa 2,5 μ zu untersuchen. Es wurden daher Glaslinsen und Glasprisma durch solche aus Quarz ersetzt und alle Spiegel oberflächlich versilbert. Die Silberschicht wurde mit einer dünnen Zaponlackhaut überzogen und hielt den Angriffen der Nebel gut stand. Die bisherige Auffanglinse wurde durch einen Parabolspiegel (27 cm Durchmesser, 210 cm Brennweite) ersetzt, dessen Öffnungsverhältnis dem des Monochromators entsprach. Dementsprechend wurde die Aufstellung der Meßapparatur geändert (vgl. Fig. 1).

Um auch noch die letzte Glasschicht im Strahlengang (Kolben der Punktlichtlampe) auszumerzen, wurde versucht, diese Lampe durch einen Nernststift (200 Volt, 1 Amp.) zu ersetzen. Die Intensität nahm aber dabei im Sichtbaren so stark ab, daß der geringe Gewinn im Ultraroten dafür keinen Ersatz bot. Jede Einbuße im Sichtbaren wirkt bei der starken Schwächung durch Nebel gerade in diesem Gebiet besonders ungünstig. Eine weitere Änderung bestand darin, daß, um auch bei starker Schwächung im langwelligen Gebiet noch genügende Intensität der Vergleichswellenlänge zu erhalten, die Strahlung hierfür nicht mehr dem Strahlengang des Monochromators entnommen, sondern direkt durch eine eigene Linse auf Filter und zweites Thermoelement gerichtet wurde.

Mit dieser Anordnung wurden nun folgende Nebel untersucht:

Säurenebel,
Nebel aus $SiCl_4$ und NH_3,
Nebel aus $TiCl_4$,
Chlorzinknebel,
Schwarznebel,
Schwarznebel mit Säurenebel vermischt.

An dieser Stelle seien einige Bemerkungen über das Arbeiten mit diesen Nebeln eingefügt:

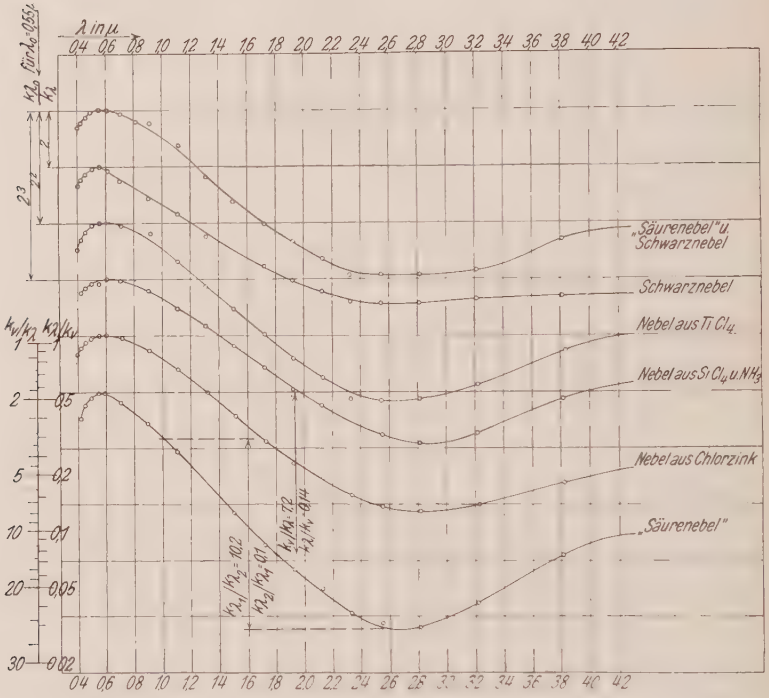
Die Flüssigkeiten: Nebelsäure, $SiCl_4$ und Ammoniak und $TiCl_4$ wurden mittels Druckgas oder Druckluft (Luftpumpe) zerstäubt. Allgemein entstanden Schwierigkeiten dadurch, daß für jede Vernebelung nur ganz geringe Mengen des Nebelstoffes

erforderlich waren, dagegen öftere Nebelentwicklung ohne Betreten des Nebelraums erwünscht war. Am bequemsten war das Arbeiten mit dem Säurenebel, wenn auch der starke Angriff der Nebelsäure häufigen Ersatz der verwendeten Korken und Schläuche erforderte. $SiCl_4$ und Ammoniak wurden so zerstäubt, daß sich die Sprühkegel gegenseitig durchdrangen. Es entstand so ein außerordentlich dichter Nebel. Jedoch waren die Geräte nach kurzem Stehen stets vollkommen verstopft. Noch lästiger zeigte sich diese Erscheinung bei $TiCl_4$, welches außerordentlich hygroskopisch ist und mit der geringsten Feuchtigkeit gelbe Krusten bildet, so daß der Zerstäuber sofort verstopft wurde. Jedoch genügte zur Vernebelung einfaches Verspritzen vollkommen. Der Chlorzinknebel, eine graue, ziemlich flüssige Paste, wurde durch ein Zündgemisch von 70 Teilen Kaliumpermanganat und 30 Teilen Eisenpulver oder einfacher durch Bunsenbrenner in Brand gesetzt. Auf die gleiche Weise wurde der Schwarznebel entzündet, welcher aus einer grauen Paste (nach Angaben des Herstellers $SiCl_4$ enthaltend) und einer organischen Substanz (Naphthalin?) besteht. Der grauschwarze Nebel ist mit Rußteilchen durchmengt, welche nach und nach ausfallen.

Die Räume wurden durch den Schwarznebel stark verschmutzt. Im übrigen waren außer dem Ausbleichen von Farben und der Korrosion aller nicht durch starkes Einfetten geschützten blanken Metallteile keine nachteiligen Einwirkungen festzustellen. In den Beobachtungsraum, welcher nur behelfsmäßig gegen den Nebelraum abgedichtet war, traten öfters beträchtliche Nebelmengen über. Gesundheitliche Nachteile entstanden hieraus nicht. Bei schwächerem Nebel konnten auch die vernebelten Räume für einige Zeit betreten werden. Eine Ausnahme bildet der Chlorzinknebel, dessen Übertritt daher durch Einbau eines zweiten Ventilators, welcher im Beobachtungsraum leichten Überdruck erzeugte, verhindert wurde.

Zu den Messungen selbst ist zu bemerken: Jeder Nebel wurde bei verschiedenen Dichten untersucht. Die in Fig. 5 eingetragenen Werte sind Mittelwerte. Bei Streuung der Werte wurden im Sichtbaren die bei schwachem Nebel, im Ultraroten die bei dichtem Nebel gemessenen Werte stärker bewertet. Messung und Auswertung erfolgten im übrigen wie früher beschrieben. Abweichend davon ist jedoch das Verhältnis des

Schwächungskoeffizienten in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Hierdurch wird die Verzerrung, welche vorher als Folge der Verhältnisbildung auftrat, beseitigt. Der Kurvenverlauf ist damit von der gewählten Vergleichswellenlänge unabhängig und die Kurve kann, wie sonst z. B. Kurven von Ab-



Schwächungskoeffizienten einiger künstlicher Nebel

Fig. 5

sorptionskoeffizienten, gelesen werden, wobei nur der absolute Maßstab unbestimmt bleibt. Dies ermöglicht nunmehr, auch als Vergleichswellenlänge die Wellenlänge 0.55 μ zu wählen, für welche das Auge (bei mittleren Helligkeiten) am empfindlichsten ist.

Bei sämtlichen untersuchten Nebeln liegt das Maximum der Schwächung im untersuchten Bereich in diesem Spektralgebiet, so daß hier jede der Kurven die entsprechende Ordinate berührt. Um das Verhältnis des Schwächungskoeffizienten für eine beliebige Wellenlänge zu dem Koeffizienten für die Ver-

gleichswellenlänge ($\lambda = 0{,}55\ \mu$) zu erhalten, braucht man daher nur den Abstand abzugreifen, welchen die Kurve an der betreffenden Stelle von dieser Ordinate hat. An dem beigegebenen logarithmischen Maßstab kann dann das Verhältnis k_v/k_λ sofort abgelesen werden. Diese gibt also an, um wievielmal der Schwächungskoeffizient für das sichtbare Gebiet größer ist als für die betreffende Wellenlänge. Die reziproken Werte k_λ/k_v sind ebenfalls angegeben, da diese für das später folgende Nomogramm gebraucht werden. In gleicher Weise kann man auch das Verhältnis des Schwächungskoeffizienten für zwei beliebige Spektralgebiete feststellen, indem man den senkrechten Abstand der entsprechenden Punkte der Kurve abgreift. Am Maßstab liest man dann das Verhältnis $k_{\lambda_1}/k_{\lambda_2}$ ab (statt k_v/k_λ), bzw. $k_{\lambda_2}/k_{\lambda_1}$, wenn $k_{\lambda_1} > k_{\lambda_2}$. Beispiele hierfür sind in Fig. 5 bei der Kurve des Säurenebels eingetragen.

Die Kurven selbst zeigen bei allen untersuchten Nebeln einen zunächst überraschend ähnlichen Verlauf. Größere Abweichungen zeigen sich, wie zu erwarten, beim Schwarznebel, welcher ja auch kaum mehr als „Nebel" angesprochen werden kann. Der Wiederanstieg der Schwächung bei etwa 2,5—3,0 μ prägt sich bei allen Nebeln deutlich aus.

§ 3. **Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie**

Es ist üblich, bei makroskopischen Objekten den an sich einheitlichen Vorgang der Störung einer elektromagnetischen Welle durch ein in den Strahlengang fallendes Objekt in Spiegelung und Brechung einerseits und Beugung andererseits zu zerlegen und getrennt zu betrachten und man hat daher zunächst diese Betrachtungsweise auch für mikroskopische Teilchen übernommen. Sind die Teilchen sehr klein gegenüber der Wellenlänge der auffallenden Strahlung, so genügt, wie Rayleigh gezeigt hat, Berücksichtigung der Beugung allein und man erhält die Beziehung $J = J_0 \cdot e^{-\frac{c\,d^6}{\lambda^4}}$ für die Abhängigkeit der Schwächung von Teilchengröße (d = Teilchendurchmesser) und der Wellenlänge λ der Strahlung. Sind andererseits die Teilchen groß gegenüber der Wellenlänge, so kann der Anteil der Beugung vernachlässigt und der Einfluß auf die Strahlung als Spiegelung bzw. Brechung angenommen und berechnet werden. Eine solche

Berechnung hat z. B. Wiener[1]) vorgenommen. Derartige Betrachtungen führen in den beiden Extremfällen zu guten Näherungen. Außerdem kann es in einzelnen Fällen nützlich sein, auch den Anteil der Interferenz an dem Vorgang am Einzelteilchen zu berücksichtigen (Mecke[2]); da es sich praktisch fast immer nicht um die Betrachtung der von einem einzelnen Teilchen, sondern der von einer Vielzahl von Teilchen ausgehenden Wirkung handelt, ist auch eine gegenseitige Beeinflussung der Vorgänge am benachbarten Teilchen möglich (Pokrowski[3]). In der Regel wird es allerdings zulässig sein, den Einzelvorgang für sich zu betrachten. Bei der Betrachtung der Gesamterscheinung dagegen kann allerdings die Wiederholung dieses Vorgangs an einem anderen Teilchen nicht außer acht gelassen werden. Endlich ist es möglich, die Gesamtheit der Teilchen samt dem sie umgebenden Medium als ein einheitliches, optisch inhomogenes Medium zu betrachten (Pokrowski[4]).

Alle diese Betrachtungsweisen führen nur in besonderen Fällen zum Ziel. Sie sind nicht mehr anwendbar, wenn, wie bei dem vorliegenden Problem, Nebelteilchen und Wellenlänge der Strahlung von der gleichen Größenordnung sind. Nun hat Mie in seiner grundlegenden Arbeit[5]) versucht, den Vorgang der Störung einer Lichtwelle durch ein (kugelförmiges) Teilchen als Ganzes zu erfassen und eine exakte Berechnung der Zerstreuung und Absorption auf Grund der elektromagnetischen Lichttheorie durchzuführen. Diese Berechnungen gelten für jede Teilchengröße bzw. Wellenlänge, also auch für den vorliegenden Fall. Gerade bei größeren Teilchen sind die Bedenken sicher hinfällig, welche gegen die Mieschen Rechnungen wegen der Übertragung der aus makroskopischen Untersuchungen gewonnenen Materialkonstanten auf mikroskopische Teilchen erhoben wurden. Trotzdem lag die unmittelbare Bedeutung dieser Arbeit aber auf anderem Gebiet; denn der Anwendung seiner Formeln auf Verhältnisse von Teilchendurchmesser/Wellenlänge, wie sie hier vorliegen, stehen erhebliche rechnerische Schwierigkeiten entgegen. Als Folge davon beschränken sich auch die zahlreichen experi-

1) Chr. Wiener, Nova Acta Halle **73**. S. 1. 1900; **91**. S. 1. 1909.
2) R. Mecke, Ann. d. Phys. **61**. S. 471. 1920; **62**. S. 623. 1920.
3) G. I. Pokrowski, Ztschr. d. Phys. **53**. S. 67. 1929.
4) G. I. Pokrowski, Ztschr. d. Phys. **31**. S. 14, 514. 1925.
5) G. Mie, Ann. d. Phys. **25**. S. 377. 1908.

mentellen Untersuchungen, welche zur Prüfung der Mieschen Theorie unternommen wurden, stets auf Fälle, in welchen das Verhältnis d/λ noch als klein betrachtet werden kann.

Bei den Versuchen darüber hinaus in das bei dem vorliegenden Problem in Frage kommende Gebiet (Teilchengröße von der Größenordnung der Wellenlänge) vorzudringen, lassen sich zwei Richtungen unterscheiden. Die erste benutzt die Mieschen Formeln und versucht die Rechnung durch rechnerische Hilfsmittel zu erleichtern. Die andere versucht durch Umformung der Mieschen Ansätze zu leichter berechenbaren Ausdrücken zu gelangen. Als Vertreter der ersten Richtung ist Blumer zu nennen, welcher zahlreiche Berechnungen und Diagramme über die Zerstreuung von sichtbarem Licht nach den Formeln von Mie an verhältnismäßig groben Teilchen ($d = 0{,}5 - 1{,}0\ \mu$) veröffentlicht hat[1]), [2]), [3]). Er kommt bei diesen Untersuchungen mit seinen Annahmen den hier vorliegenden Verhältnissen am nächsten. Es sei daher vor allem auf die Arbeit über Farbenzerstreuung an kleinen Kugeln[3]) verwiesen. Beim Vergleich mit dem experimentellen Befund braucht hier nur das gesamte Streulicht pro Teilchen in Betracht gezogen werden, da der Polarisationsgrad hier nicht interessiert und die Richtungsverteilung beim Einzelvorgang, wie bereits ausgeführt, infolge der wiederholten Zerstreuung nicht erhalten bleibt.

Da Blumer seine Rechnungen bis zu Tropfengrößen von $1{,}0\ \mu$ Durchmesser hinauf durchgeführt hat und die Teilchen der hier untersuchten Nebel von der gleichen Größenordnung sind (vgl. § 2,5), wurde untersucht, welche Schwächungskoeffizienten sich nach Blumer ergeben würden. Da es nur auf die Größe $\frac{2\varrho\pi}{\lambda}$ ankommt, wobei also 2ϱ der Teilchendurchmesser, können die Ergebnisse statt auf *eine* Wellenlänge und verschiedene Teilchendurchmesser auch auf *eine* Teilchengröße und verschiedene Wellenlängen bezogen werden. Die Ergebnisse der erwähnten Arbeit von Blumer wurden auf diese Weise umgerechnet und zwar für $2\varrho = 0{,}5\ \mu$. Man erhält dabei Werte für den Bereich von $\lambda = 0{,}26 - 6{,}5\ \mu$. Diese stimmen mit

1) H. Blumer, Ztschr. f. Phys. **32**. S. 119. 1925; **38**. S. 304. 1926.

2) H. Blumer, Ztschr. f. Phys. **38**. S. 920. 1926 (enthält ausführliche Literaturangaben).

3) H. Blumer, Ztschr. f. Phys. **39**. S. 195. 1926.

unseren Versuchsergebnissen durchaus nicht überein. Z. B. ergibt sich das Verhältnis der Schwächungskoeffizienten für $\lambda_1 = 0{,}3\ \mu$ und $\lambda_2 = 3{,}0\ \mu$ danach zu rund $10^5/1$! Wählt man $d = 3{,}0\ \mu$, so erhält man nur noch einige Werte, welche einigermaßen in das untersuchte Spektralgebiet fallen, z. B. $\lambda_1 = 1{,}56\ \mu$ und $\lambda_2 = 3{,}9\ \mu$ und für diese das Verhältnis $\frac{k_1}{k_2} = \frac{11{,}9}{1}$. Eine Aussage darüber, ob dieser Widerspruch auf Vernachlässigungen der Theorie oder der Rechnung (Berücksichtigung nur einer endlichen Anzahl von Gliedern der Reihe) zurückzuführen ist oder darauf, daß die Annahmen z. B. über gleiche Größe aller Teilchen oder der angenommene Brechungsindex $n = 1{,}25$ bei diesen Nebeln nicht genügend erfüllt sind, ist nach dem heutigen Stand der Theorie und bei so geringem experimentellen Material nicht möglich. Auf eine Folgerung aus den Blumerschen Rechnungen sei jedoch noch hingewiesen. Aus der Tabelle in der erwähnten Arbeit[1]) über das Verhältnis der Zerstreuung für Rot, $\lambda = 0{,}65\ \mu$ zu Grün, $\lambda = 0{,}52\ \mu$ geht hervor, daß dieses Verhältnis bei Veränderung der Teilchengröße Schwankungen unterliegt. Da dort in der Tabelle nur die Zerstreuung in Richtung des durchgehenden Strahles berücksichtigt ist, seien hier die Ergebnisse bei Berücksichtigung des gesamten Streulichtes eingefügt. Im folgenden wird darauf Bezug genommen werden.

Tabelle 2

d in mμ	Rot/Grün	Grün/Rot	d in mμ	Rot/Grün	Grün/Rot
50	0,430	2,27	500	0,698	1,43
100	0,401	2,50	1000	0,461	2,19
200	0,564	1,77			

Grün: $\lambda = 520$ mμ,
Rot: $\lambda = 650$ mμ.

Die andere Richtung wurde von Debye[2]) und Jobst[3]) verfolgt. Zunächst kommt vor allen Dingen die Arbeit des letzteren in Betracht. Er gewinnt durch Umformung der Mieschen Formeln die Möglichkeit, das gesamte gestreute bzw.

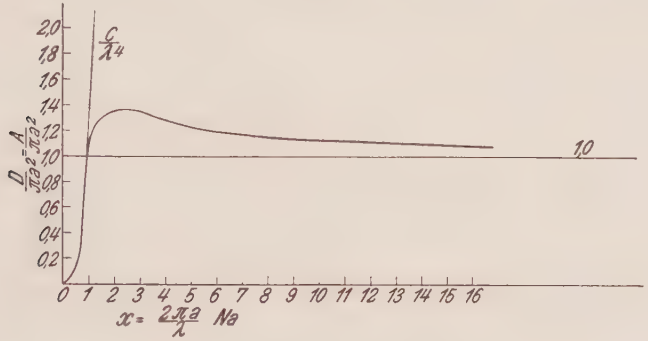
1) H. Blumer, Ztschr. f. Phys. **39**. S. 195. 1926.

2) P. Debye, Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material. Diss. München 1909. Auszug: Ann. d. Phys. **30**. S. 57. 1909.

3) G. Jobst, Ann. d. Phys. **76**. S. 863. 1925.

absorbierte Licht für beliebige Verhältnisse von Teilchendurchmesser und Wellenlänge (bis zum Schattenfall) zu berechnen. Leider führt er diese Rechnung nur für vollkommen oder nahezu vollkommen leitende Teilchen durch. Diese Beschränkung ist keine zufällige; denn die elektromagnetischen Eigenschaften der Teilchen bestimmen die Zulässigkeit der für die Berechnung notwendigen Vereinfachungen und Vernachlässigungen.

Eine Aussage über den zahlenmäßigen Verlauf von Streuung und Absorption bei nicht leitenden Teilchen ist also leider heute noch unmöglich. Es fragt sich, ob wenigstens ein qualitativer Vergleich mit den für vollkommen leitenden Teilchen durch-



Bezogene Absorption und Strahlung einer vollkommen reflektierenden Kugel nach Jobst

Fig. 6

geführten Rechnungen statthaft ist. Mit dem Vorbehalt, daß es sich nur um einen Versuch handeln kann, dessen Berechtigung sich erst noch erweisen muß, soll ein solcher Vergleich unternommen werden.

Fig. 6 ist der Arbeit von Jobst entnommen und zeigt den Verlauf des Streulichtes für vollkommen leitende Teilchen in Abhängigkeit von Teilchengröße und Wellenlänge. Der Ordinatenmaßstab ist dabei so gewählt, daß $D = 1$ dem Schattenfall entspricht. Die Kurve gibt also an, um wieviel größer bzw. kleiner die Schwächung einer Strahlung ist als sie sich bei einfacher Zugrundelegung des schwächenden Querschnittes ergeben würde. Bei gleichbleibender Tropfengröße steigt also die Schwächung mit abnehmender Wellenlänge sehr steil an, verflacht sich aber rasch und erreicht ein Maximum, welches nicht

erheblich über der im Schattenfall zu erwartenden Schwächung liegt. Es folgt ein schwacher Abfall und asymptotische Annäherung an die Ordinate $D = 1$.

Mit dieser Kurve können (unter dem erwähnten Vorbehalt!) die Kurven der Fig. 5 über das Verhältnis der Schwächungskoeffizienten leicht verglichen werden. Wie bereits bemerkt, können diese Kurven ja auch als die der absoluten spezifischen Schwächungskoeffizienten für den betreffenden Nebel gedeutet werden und zwar für eine beliebige Nebeleinheit, also auch für *ein* Teilchen. Es ändert sich dabei nur der Maßstab. Als Abszissen sind allerdings die Wellenlängen aufgetragen statt dem Verhältnis $x = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{c}{\lambda}$, da die Teilchengröße als konstant betrachtet wird. Man übersieht aber leicht, daß dies nur eine Verzerrung des Abszissenmaßstabes bewirkt, indem mit wachsendem λ die Meßstellen näher zusammenrücken, der Kurvenverlauf also steiler wird. Beachtet man dies beim Vergleich, so ist die Ähnlichkeit zwischen diesen Kurven und der theoretischen unverkennbar. Sämtliche untersuchten Nebel zeigen die fast gleichmäßige Schwächung im Sichtbaren mit schwachem Abfall nach kürzeren und steilem Abfall nach längeren Wellen. Im Sichtbaren ist allerdings das gleichartige Verhalten der Nebel in gewissem Grade selbstverständlich, da ja als „Nebel", allgemein also: als (weiße) „Trübungen" gerade solche Zustände erscheinen, bei denen das Streulicht im Sichtbaren stark und annähernd frequenzunabhängig ist. Die Ähnlichkeit des Verhaltens auch im Ultraroten erlaubt aber doch daraus zu schließen, daß es sich hier um mehr als um zufällig gleiche Wirkung aus ganz verschiedenen Ursachen handelt.

Legt man einen Verlauf wie den theoretisch etwa zu erwartenden zugrunde, so steht auch die Erscheinung des Farbumschlages im Einklang mit der Theorie. Denn eine Vergrößerung der Teilchen müßte eben *die* Änderungen in der spektralen Schwächung mit sich bringen, welche sich bei den Versuchen ergeben haben.

Für die Wiederzunahme der Schwächung bei langen Wellen ergibt sich vielleicht aus der Tabelle im letzten Abschnitt eine Deutungsmöglichkeit. Nimmt man nämlich für die Kurve auch bei nicht leitenden Teilchen einen ähnlichen Verlauf wie im Diagramm von Jobst (Fig. 6) also geradlinigen Anstieg, flaches

Maximum und langsamen Abfall mit wachsendem x an, so müßte für das Verhältnis $\frac{\alpha_{\lambda_1}\,(\text{Rot})}{\alpha_{\lambda_2}\,(\text{Grün})}$ jeweils gelten

$$\frac{\alpha_{\lambda_1}}{\alpha_{\lambda_2}} = c_1 \left(\frac{x_1}{x_2}\right)_{d\,=\,\text{const}} = c_2 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)_{d\,=\,\text{const}}.$$

Das bedeutet also, daß das Verhältnis Rot/Grün mit wachsendem x, d. h. wachsendem d nach anfänglicher Konstanz bis auf 1 abnehmen (Maximum der Kurve) und sich hierauf umkehren würde, um sich schließlich wieder 1 zu nähern. Im Gegensatz hierzu ergeben sich für dieses Verhältnis aus der Tabelle Schwankungen. Andeutungen, wonach ein solches Verhalten bei dielektrischen Teilchen zu erwarten sei, finden sich schon bei Mie. Weiterhin sei auf die Arbeit von Debye[1]) verwiesen, dessen Rechnungen diese Erwartung bestätigen. Die für das Verhältnis von Lichtdruck zu Anziehungskraft gezeichneten Kurven können allerdings auch nach Ausscheidung der Anziehungskraft nicht ohne weiteres als Maß für den Betrag zerstreuter Strahlung gelten, da der Lichtdruck nicht nur vom Absolutbetrag abgelenkter Strahlung, sondern auch von der Richtung der Ablenkung abhängig ist. Diese wird aber kaum derartigen Schwankungen unterliegen, daß allein hierdurch das Auftreten mehrerer Maxima erklärlich wird.

Zusammenfassend sei bemerkt, daß es sich heute nur darum handeln kann auf mögliche Zusammenhänge zwischen unseren Versuchsergebnissen und den erwähnten theoretischen Arbeiten hinzuweisen. Ein weiterer Ausbau dieser Theorien und Prüfung durch eigens darauf zugeschnittene Versuche wäre wünschenswert. Erst dann kann die Berechtigung dieser Deutungen entschieden werden.

§ 4. Einfluß der Veränderung einer Strahlung durch Nebel auf die Sicht

Es entsteht nunmehr die Frage, wie die bisher besprochenen Veränderungen, welche die Strahlung beim Durchgang durch Nebel erleidet, die Sicht beeinflussen. Unter Sicht soll hierbei die Erkennungsmöglichkeit eines Objektes verstanden sein, welche bewirkt wird durch seine Eigenstrahlung oder durch Änderung (Reflexion, Absorption) fremder Strahlung. Die Strahlung (elektromagnetische Strahlung des untersuchten Spektral-

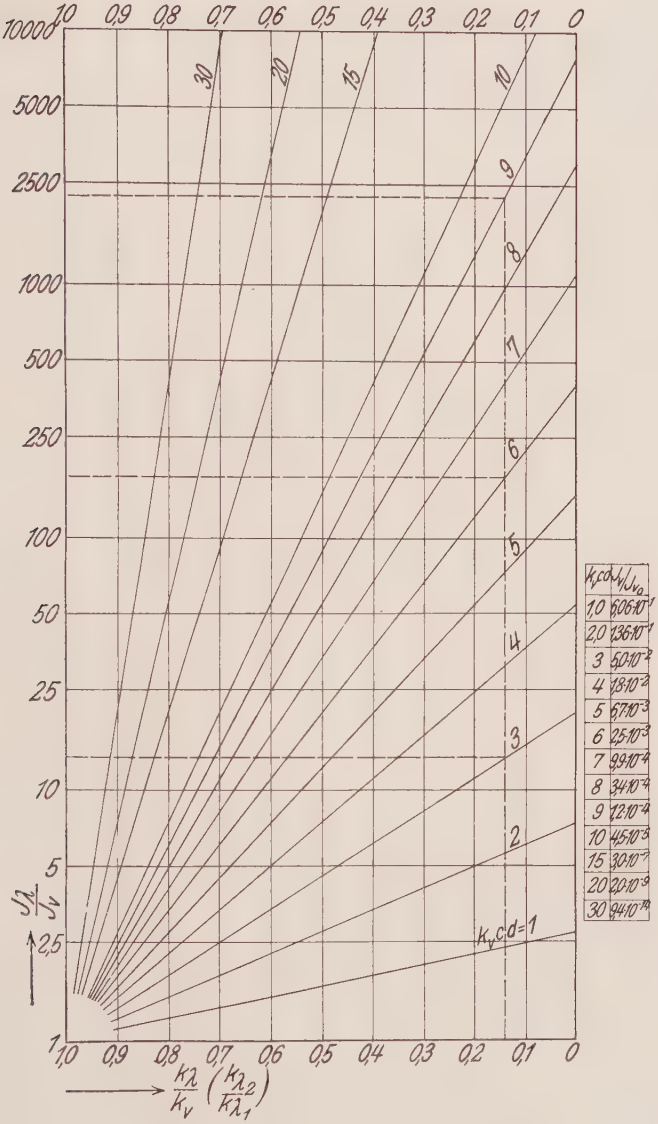
1) P. Debye, Diss. München 1909; Ann. d. Phys. **30**. S. 57. 1909.

gebiets, also etwa 0,4—4,0 μ) soll dabei ohne Rücksicht auf die Augenempfindlichkeit allgemein als Licht bezeichnet werden.

1. Abnahme der direkten (unveränderten) Strahlung

Bisher wurde festgestellt, daß eine solche Strahlung eine frequenzabhängige Schwächung erleidet, wobei es bei den Messungen zur Ermittlung der Schwächungskoeffizienten möglich war, von der Frage abzusehen, wie diese Schwächung zustande kommt und sie wie reine Absorption zu behandeln. Aus den dabei ermittelten relativen spektralen Schwächungskoeffizienten läßt sich allgemein die Schwächung des direkten unzerstreuten Lichtes für jeden Fall berechnen. Zur Erleichterung dieser Rechnung und zur besseren Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen dem Verhältnis der Schwächungskoeffizienten, der Nebeldichte bzw. Schichtdicke und der relativen Durchlässigkeit für Strahlung verschiedener Spektralgebiete dient Fig. 7. Als Abszisse ist dabei das jeweilige Verhältnis der Schwächungskoeffizienten aufgetragen. Die Ordinaten ergeben dann das Verhältnis der durchgelassenen Strahlungen. Die Fahrstrahlen entsprechen den Werten des Schwächungskoeffizienten ($k_v\, c\, d$) für die Wellenlänge 0,555 μ und damit verschiedenen Werten des Produktes $c\, d$ im eingetragenen Verhältnis. Sie können also sowohl als Änderungen der Nebeldichte bei konstanter Schichtdicke oder als Änderungen der Schichtdicke bei konstanter Nebeldichte gelesen werden.

Dies läßt sich am einfachsten an einem Beispiel klar machen: Gegeben sei z. B. ein Säurenebel, durch welchen eine Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 0.55\ \mu$ in der Entfernung $l = 1$ auf 5 Proz. geschwächt wird. Hiermit ist die Dichte des Nebels bestimmt, denn nach der Formel $J = J_0\, e^{-k_v c d}$ ergibt sich für $J/J_0 = 5$ Proz. $k_v\, c\, d = 3$, wie auch sofort aus der Tabelle des Nomogramms entnommen werden kann. Da die Entfernung l zu 1 angenommen wurde, hat also der Nebel die relative Dichte 3. Es soll nun festgestellt werden, welcher Gewinn durch Verwendung von Strahlung der Wellenlänge 1,8 μ entsteht. In Fig. 5 wird für diese Wellenlänge der Wert $k_\lambda/k_v = 0{,}14$ im Maßstab abgegriffen. Im Nomogramm ergibt dann der Schnittpunkt der Abszisse 0,14 mit dem Fahrstrahl $k_v\, c\, d = 3$, $J_\lambda/J_v = 13{,}3$. Nach Durchgang durch diese Nebelstrecke der Länge l und der relativen Dichte 3 stehen also ursprünglich gleiche Strahlungsmengen der Wellen-



Nomogramm
Fig. 7

längen $\lambda = 0{,}55\ \mu$ bzw. $\lambda = 1{,}8\ \mu$ im Verhältnis 1:13,3. Von der Strahlung mit der Wellenlänge $\lambda = 1{,}8\ \mu$ dringen also 13 mal

soviel durch und zwar absolut: 65 Proz. der ursprünglichen Strahlung. Will man nun z. B. die entsprechenden Werte für die Nebelstrecke 2 wissen, so erhält man sie in gleicher Weise aus dem Schnittpunkt der Abszisse 0,14 mit dem Fahrstrahl $k_v\, c\, d = 6$. Ändert sich außerdem noch die Dichte, indem z. B. die ursprüngliche Dichte um 50 Proz. zunimmt, so sucht man statt dessen den Schnittpunkt mit dem Fahrstrahl $k_v\, c\, d = 9$. Es kann also sofort für jede Entfernung (Schichtdicke) und jede Nebeldichte (gekennzeichnet durch die Schwächung der Vergleichswellenlänge) sowohl das Verhältnis der beiden Strahlungen als auch die absolute Schwächung der Strahlung mit der Wellenlänge 0,55 μ entnommen und damit der gleiche Wert für die zweite Wellenlänge sofort angegeben werden. Es können auch zwei beliebige Strahlungen der Wellenlängen λ_1 und λ_2 miteinander verglichen werden, indem man in Fig. 5 den Wert $k\lambda_2/k\lambda_1\,(\lambda_2 > \lambda_1)$ abgreift und im Nomogramm von der entsprechenden Abszisse $k_{\lambda_2}/k_{\lambda_1}$ ausgeht. Zur Berechnung der absoluten Werte der durchgelassenen Energien muß dann noch eine der beiden Strahlungen auf die Vergleichswellenlänge bezogen werden.

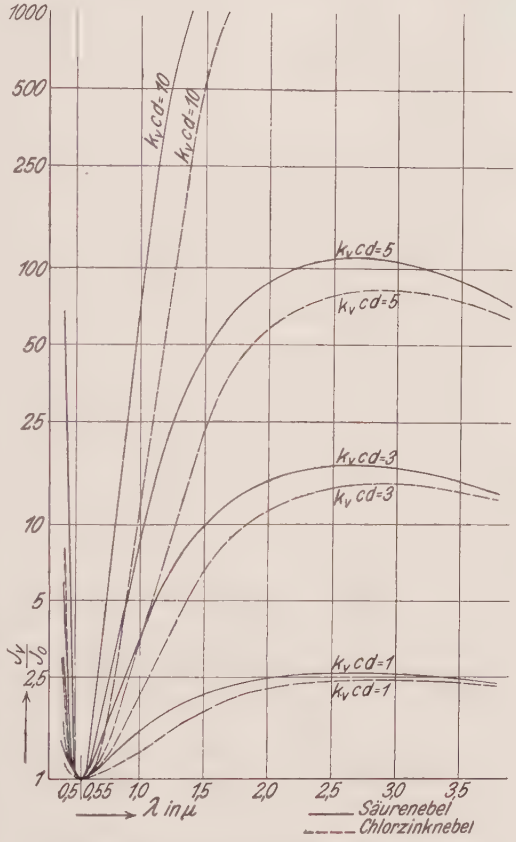
Für die praktische Beurteilung kommt es auf zwei Fragen an:

1. Wie verhalten sich die ursprünglich gleiche Strahlungsmengen verschiedener Spektralgebiete nach Durchgang durch eine bestimmte Nebelschicht?

2. Nach welcher Entfernung sind ursprünglich gleiche Strahlungsmengen verschiedener Spektralgebiete in einem Nebel mit bestimmter Dichte auf den gleichen Betrag abgesunken?

Zur Beurteilung der ersteren Frage dient zunächst die Fig. 7. Anschaulicher ist die Fig. 8, in welcher Ablesungen aus diesem Nomogramm für einige Fälle aufgetragen sind. Es zeigt die Verhältnisse der durchgelassenen Strahlungsmengen in Abhängigkeit von der Wellenlänge für zwei bestimmte Nebel (Säurenebel und Chlorzinknebel) aufgetragen in logarithmischem Maßstab. Die Kurven 1, 3, 5, 10 entsprechen dabei wiederum entsprechenden Verhältnissen der Produkte $c\, d$, also Nebeldichten bzw. Schichtdicken. Man sieht, wie sich das Schwergewicht der Strahlung bei starken Trübungen also außerordentlich stark nach einem bestimmten Spektralgebiet verschiebt und die Verwendung ultraroter Strahlung im Nebel erscheint danach sehr vorteilhaft. Geht man z. B. von einer Strahlung

der Wellenlänge 0,55 μ zu einer anderen mit der Wellenlänge 1,65 μ über, so dringt durch eine Nebelschicht (Chlorzinknebel), welche einem Wert von $k_v\, c\, d = 10$ entspricht, welche also entweder so stark oder so dicht ist, daß sie sichtbare Strahlung auf $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ des Ausgangswertes schwächt, 10^3 mal soviel Strahlung der Wellenlänge 1,6 μ, also immer noch 4,5 Proz. der ursprünglichen Strahlung hindurch. Geht man von einer halb so starken bzw. dichten Schicht aus, so fällt der Vergleich für die ultrarote Strahlung allerdings wesentlich ungünstiger aus. Es verhalten sich dann die Strahlungen wie 1:35 statt wie 1:1000 (vgl. Fig. 8); dabei werden im Sichtbaren 6,7 Proz., im Ultraroten (1,65 μ) 23,4 Proz. durchgelassen. In einem späteren Abschnitt wird aber gezeigt werden, daß die Erkennbarkeit einer Lichtquelle im Nebel von dem Verhältnis des direkten Lichtes zum Streulicht abhängt und daß dieses erst bei einer Schwächung des direkten Lichtes auf 10^{-5} des Ausgangswertes einen für die Erkennbarkeit nicht mehr ge-



Verhältnis ursprünglich gleicher Strahlungsenergien nach Durchgang durch verschiedene Nebelschichten

Fig. 8

nügenden Wert erreicht. Beim Vergleich ist also die Annahme einer recht dicken bzw. dichten Nebelschicht berechtigt.

Die Antwort auf die zweite Frage ist einfach: Für gleiche Schwächung verhalten sich die Entfernungen (Schichtdicken) umgekehrt wie die Schwächungskoeffizienten. Während also der Gewinn im ersteren Falle mit zunehmender Schichtdicke bzw. Dichte sehr stark anwächst, ist der Entfernungsgewinn von der Dichte unabhängig. Er bewegt sich bei den untersuchten Nebeln zwischen der 5—18fachen Entfernung. Setzt man nämlich die Sichtweite im Sichtbaren gleich 1, so beträgt die maximale Sichtweite im Ultraroten für Säurenebel etwa 18, für die übrigen in der Figur aufgeführten Nebel etwa 7,5—8,5 für Schwarznebel 5,5. Die Abweichung des Schwarznebels bei im Grunde ähnlichem Gesamtverlauf mag davon herrühren, daß dieser „Nebel" aus zwei verschiedenen Bestandteilen: Dem eigentlichen Nebel und feinen Rußteilchen besteht, welche letztere weniger gleichförmig und außerdem erheblich größer sind und daher über das ganze untersuchte Spektralgebiet hinweg ziemlich gleichmäßig absorbieren. Ein Vergleich der Messungen von Säurenebel allein und Säurenebel mit Schwarznebel zeigt die stark ausgleichende Wirkung eines Zusatzes von Schwarznebel.

Einem vielhundertfachen Gewinn an Energie bei bestimmter Schichtdicke des Nebels steht also ein recht bescheidener Entfernungsgewinn gegenüber. Welche Fragestellung entspricht mehr den Verhältnissen der Praxis? Um eine bestimmte Schichtdicke, d. h. eine Nebelwand handelt es sich bei künstlicher Vernebelung, und die Frage heißt hier: Wie sehe ich durch die Schicht noch hindurch? Bei Naturnebel dagegen heißt z. B. für die Schiffahrt die Frage: Wie sehe ich weiter wie bisher und um wieviel? Doch kann auch bei Naturnebel der erstere Fall vorliegen, da z. B. die Höhenausdehnung von Nebeln oft verhältnismäßig gering ist. In der Praxis wird es sich schon wegen des Unterschiedes der Empfindlichkeit der Empfänger für die verschiedenen Spektralgebiete stets um eine Kombination beider Fragen handeln. Die Frage wird z. B. lauten: Die Schwächungskoeffizienten zweier Spektralgebiete 1 und 2 verhalten sich wie 20:1, die Empfindlichkeit der Empfänger für diese Gebiete wie 1:10. Wie verhalten sich die Sichtweiten im homogenen Nebel? Man erhält für die Sichtweiten die Beziehung

$$20\,d_1 - d_2 = \frac{\ln 10}{\alpha_2\, c} \tag{1}$$

wobei d_1 und d_2 die Sichtweiten, $\alpha_2 = \frac{\alpha_1}{20}$ der frequenzabhängige Schwächungskoeffizient und c die Nebeldichte. Setzt man $d_1 = 1$, so vermindert sich also die bei gleicher Empfängerempfindlichkeit 20fache Vergrößerung der Sichtweite um $\frac{\ln 10}{\alpha_2\, c}$. Sie ist also von der Nebeldichte abhängig und zur Durchführung der Rechnung ist eine Annahme über diese notwendig. Diese ergibt sich zwanglos aus der Empfindlichkeit der Empfänger, da man ja wissen will, wann diese nicht mehr ausreicht. Es soll z. B. angenommen werden, daß der Empfänger 1 noch auf 10^{-4} der ungeschwächten Strahlung anspricht. Hieraus ergibt sich $\alpha_1\, c = \ln 10^4$, $\alpha_2\, c = \frac{\ln 10^4}{20}$.

$$d_2 = 20 - \frac{\ln 10 \cdot 20}{\ln 10^4} = 17{,}1\,. \tag{2}$$

Die Sichtweiten verhalten sich also wie 1:17. Eine Änderung der angenommenen Empfindlichkeit des Empfängers um eine Zehnerpotenz nach oben oder unten ergibt 17,8fache bzw. 15,7fache Sichtweite. Der Einfluß auf das Ergebnis ist nicht sehr erheblich.

2. Einfluß der Trübung auf die Sicht

Die bisherigen Überlegungen berücksichtigten alle nur die Schwächung des direkten Lichtes und es käme danach also nur auf die Schwächung einerseits und die Empfindlichkeit des Empfängers andererseits an. Der Ausdruck „Trübung" deutet aber bereits darauf hin, und die Beobachtung bestätigt es, daß im Nebel, überhaupt bei jeder Trübung, eine weitere Erscheinung sehr wesentlich mitwirkt, nämlich das — „trübende" — Streulicht, welches das schwächer werdende direkte Licht überdeckt. Das Strahlungsbild, welches bei reiner Absorption (bei nicht zu großer Tiefenausdehnung des Objektes) erhalten bleibt, wird hierdurch verändert. Zwischen der Schwächung des direkten Lichtes und der Trübung besteht nun kein allgemeiner Zusammenhang. Es läßt sich wohl die Gesamtmenge des Streulichtes berechnen; der Bruchteil aber, welcher sich für den Beobachter dem direkten Licht überlagert, wechselt von Fall zu Fall. Darüber hinaus kann noch in beliebigem Maß Streu-

licht von anderen Lichtquellen, deren Licht sonst nicht in die Blickrichtung fällt, mitwirken. Betrachtungen über den Einfluß einer Trübung, also auch eines Nebels, auf die Sicht und über Mittel zur Verminderung dieses Einflusses können also nur für einen bestimmten Fall durchgeführt werden.

Für die Trübung ist nun bezeichnend:

1. Objekt und trübende Schichten fallen räumlich nicht zusammen.

2. Die Streuung (und damit die Trübung) ist frequenzabhängig.

3. Bei der Zerstreuung ändert sich Polarisation und Polarisationsgrad der zerstreuten Strahlung.

4. Maßgebend für die Erkennung ist der Unterschied zwischen direktem Licht + Streulicht und dem Streulicht allein.

Daraus ergeben sich grundsätzlich folgende Wege zur Überwindung der Sichtbeschränkung durch die Trübung:

1. Ausschaltung eines Teils des Streulichtes durch geometrisch-optische Mittel (Blenden).

2. Wahl eines bestimmten Spektralgebietes mit geringem Streulicht.

3. Trennung von direktem Licht und Streulicht auf Grund der verschiedenen Polarisation.

4. Besondere Charakteristik des Empfängers.

In den Fällen, in welchen das Streulicht von verschiedenen Lichtquellen stammt, von denen eine beeinflußbar ist, ist es noch möglich die Strahlung dieser Lichtquelle durch Modulation hervorzuheben. Da das Streulicht dieser Lichtquelle selbst mitmoduliert wird, kommt dieses Mittel nur dann in Frage, wenn der größere Teil der Streustrahlung von anderen Lichtquellen (Tageslicht) stammt. Da es hier nicht möglich ist, hierauf näher einzugehen, sei auf den Bericht von Gresky[1]) verwiesen, welcher dies — allerdings vom Standpunkt der Lichttelephonie aus — unternimmt. Dabei ist zu beachten, daß im vorliegenden Fall die Empfangsenergie im günstigsten Falle (Beobachtung einer Lichtquelle) um Größenordnungen geringer ist als bei der Lichttelephonie, wo die Strahlung direkt auf den Empfänger zu gesammelt wird. Es könnte hier also nur unmittelbare, starke Modulation einer starken Lichtquelle nützen.

1) G. Gresky, Phys. Ztschr. 32. S. 193. 1931.

Von den übrigen angeführten Mitteln soll das unter 3. genannte: Trennung auf Grund der verschiedenen Polarisation kurz vorweg besprochen werden, da seine praktische Bedeutung gering erscheint. Unpolarisierte Strahlung wird bei der Zerstreuung teilweise linear polarisiert. Ausnutzung dieser Erscheinung wird dadurch erschwert, daß sie vollständig nur an kleinen Teilchen auftritt, richtungsabhängig ist und daß das Licht in dichtem Nebel durch weitere Zerstreuung teilweise wieder depolarisiert wird. Man könnte umgekehrt daran denken, statt dessen von vornherein z. B. zirkular polarisiertes Licht zu verwenden; aber schon die Erzeugung sehr starker polarisierter Strahlung bietet so viel Schwierigkeiten, daß der erreichbare Nutzeffekt in keinem Verhältnis dazu steht.

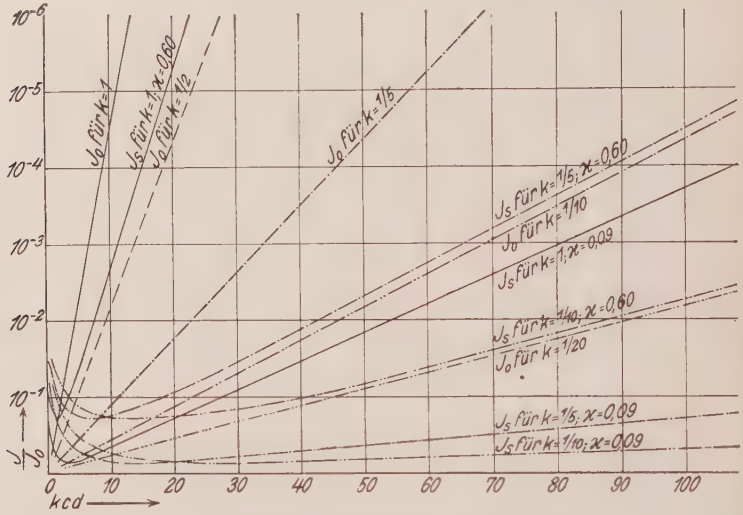
Um die Wirkung der anderen Mittel abzuschätzen, sollen nun anschließend einige praktisch besonders wichtige Fälle kurz untersucht werden.

§ 5. Erkennbarkeit einer Lichtquelle im Nebel

1. Die Überstrahlung des direkten Lichtes durch das Streulicht

Der einfachste Fall liegt vor bei einer punktförmigen, nach allen Richtungen gleichmäßig strahlenden Lichtquelle. Hier steht das Streulicht in festem Verhältnis zur Schwächung des direkten Lichtes, in dem bei reiner Zerstreuung für jeden Ausschnitt aus einer umhüllenden Kugelfläche $J_D + J_S = J_0$ sein muß, wobei J_0 das ursprüngliche ungeschwächte, J_D das unzerstreute und J_S das zerstreute Licht. Der Zusammenhang zwischen J_D und J_S ergibt sich aus Fig. 9. Dieses Diagramm wird später eingehender besprochen werden. Hier soll zunächst daraus nur entnommen werden, daß beim eigentlichen „Nebel" (hier Säurenebel) schon bei geringen Schwächungen das Streulicht das direkte Licht beträchtlich übersteigt. Festgestellt soll werden, wann die Lichtquelle unsichtbar wird. Dies läßt sich aus dem Verhältnis des direkten Lichtes zum Streulicht erst dann entnehmen, wenn für das Streulicht die Abhängigkeit der Intensität von der Einfallsrichtung bekannt ist. Es ist zu erwarten, daß hierfür bei ausreichender Schichtdicke bzw. Nebeldichte in genügender Näherung das Lambertsche cos-Gesetz zugrunde gelegt werden darf.

Die Berechtigung dieser Annahme wurde durch folgenden Versuch geprüft: Ein im Nebelraum aufgestellter Nernststift wurde auf einem senkrechten Spalt abgebildet, das durchgehende Licht spektral zerlegt und das Spektrum auf einer Mattscheibe entworfen. Bei den gewählten Verhältnissen erschien das Spektrum des Stiftes als ein scharf begrenztes, etwa 2 mm breites Band auf dieser Scheibe. Wurde Nebel entwickelt, so wurde



Unzerstreutes Licht J_d und Streulicht.
Abhängigkeit von der Dicke bzw. Dichte der Nebelschicht für verschiedene Schwächungskoeffizienten

Fig. 9

die Helligkeit dieses Bandes geringer und gleichzeitig überlagerte sich in einem Band von etwa 2,5 cm Breite (entsprechend der Spaltlänge) das Spektrum des Streulichtes. Es kam darauf an, festzustellen, bei welcher Schwächung das Verhältnis des direkten Lichtes + Streulichtes zum Streulicht allein so klein geworden war, daß kein Unterschied mehr wahrnehmbar war. Das direkte Licht konnte bei der hierzu erforderlichen starken Schwächung nicht mehr mit Thermosäule und Galvanometer gemessen werden. Zur Messung diente statt dessen eine Photozelle (AEG.; nähere Angaben vgl. § 5, 2); der Strom wurde aus der Entladungszeit eines Elektrometers bestimmt. Die Zelle war lichtdicht ab-

geschlossen und erhielt das Licht durch eine Öffnung, welche so groß war, daß das Bild des Nernststiftes gerade hineinfiel.

Bei den Versuchen wurde das Verschwinden des direkten Bildes (also des mittleren Spektrums) mit dem Auge auf einer Mattscheibe verfolgt und zugleich durch Aufnahmen nachgeprüft. Gleichzeitig wurde dauernd die Schwächung des direkten Lichtes gemessen. Das Bild verschwand bei einer Schwächung des „direkten Strahls" zwischen etwa $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ bis $0{,}5 \cdot 10^{-4}$. Nun besteht aber dieser „direkte Strahl", d. h. die Energie, welche mit dieser Anordnung dafür gemessen wurde, bei so weitgehender Schwächung zu einem erheblichen Bruchteil aus Streulicht. Nimmt man z. B. an, daß bei den gewählten Verhältnissen Helligkeitsdifferenzen von etwa 10 Proz. noch sicher wahrgenommen werden können (die Wahl des Prozentsatzes ist übrigens für die folgende Überlegung nebensächlich), so bedeutet dies, daß beim Verschwinden des direkten Bildes die Helligkeiten im mittleren Streifen (Abbildung des Stiftes + Streulicht) und in den anschließenden Streifen (Streulicht allein) sich etwa wie 110 100 verhalten. Die gleiche Überlegung gilt auch für die Messung des sogenannten „direkten Strahles". Von der gemessenen Energie entfallen also höchstens 10 Proz., rund $1{,}0 \cdot 10^{-5}$ der ursprünglichen auf wirklich unveränderte Strahlung.

Statt durch Versuch kann man auch aus den geometrisch-optischen Verhältnissen durch Rechnung ermitteln, bei welcher Schwächung des direkten Lichtes in der Abbildung das Helligkeitsverhältnis zwischen dem mittleren Streifen und den benachbarten Gebieten auf einen bestimmten Wert abgesunken ist. Hierzu ist eine Annahme über die Richtungsverteilung des Streulichtes und über die Verteilung der Schwächung auf Zerstreuung und Absorption erforderlich. Unterstellt man für die Richtungsverteilung das cos-Gesetz und nimmt man schätzungsweise an, daß die Schwächung zu 70 Proz. aus Zerstreuung und zu 30 Proz. aus Absorption besteht, so sollte bei dem eben beschriebenen Versuch das Helligkeitsverhältnis 110/100 bei einer Schwächung des direkten Strahls auf $7{,}4 \cdot 10^{-5}$ erreicht werden.

Bei so starken Nebeln ist es nicht möglich gerade die gewünschte Dichte zu erreichen und für die zur Messung notwendige Zeit von Minuten (Belichtungszeit sogar 5—6 Minuten)

konstant zu erhalten. Wenn man daher auch von vornherein zwischen Versuch und Rechnung nur eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung erwarten darf, so unterscheiden sich immerhin hier beide um rund eine Zehnerpotenz. Da ein etwaiger Fehler in der Annahme über die Richtungsverteilung keinen so starken Einfluß haben kann, ist der Fehler in der Annahme über den Anteil der Absorption an der Schwächung zu suchen.

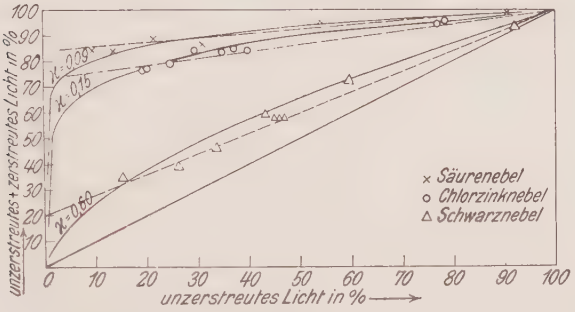
2. Die Verteilung der Schwächung auf Zerstreuung und Absorption

Untersuchungen darüber, inwieweit die Schwächung einer Strahlung im Nebel durch Zerstreuung oder durch Absorption erfolgt, waren bisher nicht bekannt geworden. Wie bereits erwähnt, müßte bei einer näherungsweise punktförmigen Lichtquelle bei reiner Zerstreuung der Lichtstrom durch einen Ausschnitt der umhüllenden Kugelfläche auch bei Vernebelung stets gleich bleiben. Aus der Abnahme mit zunehmender Vernebelung kann daher der Anteil der Absorption an der Schwächung berechnet werden.

Nach diesem Grundgedanken wurde die Messung mit folgender Anordnung vorgenommen: In der Mitte des Nebelraums wurde eine Eindrahtglühlampe (10 Volt, 8 Amp.; Länge des Glühfadens etwa 15 mm) und radial in 40 cm Entfernung davon zwei Photozellen offen, Rücken an Rücken, aufgestellt. Mit einer dritten Photozelle wurde die Schwächung des direkten Strahls bestimmt, indem damit die Schwächung eines parallelen Strahlenbündels gemessen wurde, wobei ja — bei nicht allzu weitgehender Schwächung — das mitgemessene Streulicht vernachlässigt werden kann. Verwendet wurden Vakuumphotozellen der AEG.[1]) (Kalium mit Zusätzen; wirksamer Spektralbereich: $\lambda = 0{,}35-0{,}65\ \mu$; höchste Empfindlichkeit bei $\lambda \sim 0{,}4\ \mu$, von da ungefähr linearer Abfall bis $0{,}65\ \mu$; absolute Ausbeute: $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ Coul/cal bei $\lambda = 400\ \mathrm{m}\mu$). Die Entfernung zwischen den beiden Photozellen und der Lichtquelle wurde so gering gewählt, um den Einfluß von Reflexion und Absorption der Wände möglichst zu verringern. Es wurde vernebelt und die Intensitätsabnahme (bei der dem Licht zugewandten) bzw. Zunahme (bei

1) Die Photozellen haben wir der Liebenswürdigkeit des Hrn. Dr. W. Kluge, Forschungsinstitut der AEG., zu verdanken.

der hinteren Photozelle) bei verschiedenen Nebeln (Säurenebel, Chlorzinknebel, Schwarznebel) und Nebeldichten gemessen. Anfänglich entstanden dabei Isolationsschwierigkeiten durch die starken Niederschläge der Nebel, vor allem des Schwarznebels. Fig. 10 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Die Schwächung besteht also beim Säurenebel zu etwa 15 Proz., beim Chlorzinknebel zu etwa 30 Proz. und beim Schwarznebel zu etwa 80 Proz. aus Absorption. Bei der Berechnung des Streulichtes ist hierbei der nach rückwärts (auf die Lichtquelle zu) zerstreute Anteil



Verhältnis von Zerstreuung und Absorption

Fig. 10

abgezogen; er betrug maximal nur etwa 4 Proz. des gesamten Streulichtes.

Aus diesen Messungen darf aber nicht geschlossen werden, daß von der Schwächung stets etwa α Proz. auf Zerstreuung, $\varkappa$ Proz. auf Absorption entfallen und daß daher die Annahme im vorigen Abschnitt von 70 Proz. Zerstreuung ungefähr den Verhältnissen entspricht. Es geht vielmehr aus diesen Messungen, welche bei verhältnismäßig geringen Trübungen erfolgten, nur hervor, daß von jeder Schwächung der *direkten Strahlung* α Proz. aus Zerstreuung und $\varkappa$ Proz. auf Absorption entfallen. Das jeweils entstehende Streulicht erleidet aber weiterhin im Nebel Absorption und der annähernd lineare Verlauf in Fig. 9 ist nur eine Folge des gewählten Abszissenmaßstabes. Man erhält für diese Absorption unter Vernachlässigung der Rückstrahlung die Beziehung $\frac{dJ}{dx} = -\varkappa\alpha c$, wobei also den Anteil der Absorption

an jedem Schwächungsvorgang bedeutet. Hieraus erhält man für das Streulicht J_S die Beziehung:

$$J_S = J_0 \frac{e^{\alpha c d} - e^{\varkappa \alpha c d}}{e^{\alpha c d (\varkappa + 1)}}. \tag{3}$$

Zum Vergleich der Rechnung mit dem Versuch ist die Berechnung für $\varkappa = 0{,}09$, 0,15 und 0,60 durchgeführt und in Fig. 10 eingetragen. Die drei Kurven entsprechen ungefähr den drei untersuchten Nebeln. Die starke Abnahme des Streulichtes infolge der Absorption macht sich also erst bei starken Trübungen geltend. Bei dem Versuch über das Verschwinden des direkten Bildes (§ 5,1) lag eine Schwächung von der Größenordnung 10^{-5} vor. Bei einer solchen Schwächung des direkten Lichtes errechnet sich mit einem Absorptionskoeffizienten $\varkappa$ von 0,12, welcher mit den Messungen in Einklang steht, das Streulicht zu $0{,}1\, J_0$. Die starke Abnahme des Streulichtes bei großen Dichten bzw. Schichtdicken erklärt also die dort festgestellte Abweichung von Versuch und Rechnung.

3. Folgerungen für die Erkennbarkeit einer Lichtquelle

Es sei nochmals auf die Fig. 9 hingewiesen. Aufgetragen ist dort das Verhältnis des direkten Lichtes J_D bzw. des Streulichtes J_S zur ursprünglichen (ungeschwächten) Strahlung (in logarithm. Maßstab) in Abhängigkeit von den Schwächungskoeffizienten $k\, c\, d = (\alpha + \varkappa)\, c\, d$. Diesem Diagramm ist zunächst zu entnehmen, in welchem Verhältnis die durchgelassenen Beträge an direktem Licht verschiedener Strahlungen stehen. Nimmt man z. B. die Nebeldichte c als konstant an, deutet also die Abszissen als Entfernungen (Schichtdicken) d, so kann man, ähnlich wie früher in Fig. 8, ablesen, in welchem Verhältnis Strahlungen mit verschiedenen Schwächungskoeffizienten nach Durchgang durch eine Nebelschicht bestimmter Dicke stehen. Der Entfernungsgewinn ergibt sich bei Annahme gleicher Empfindlichkeit der Empfänger für die verschiedenen Spektralgebiete ohne weiteres aus dem Verhältnis der Schwächungskoeffizienten. Hier ist es nun möglich auch den Einfluß verschiedener Empfindlichkeit der Empfänger, welcher bereits einmal (§ 4,1) für einen bestimmten Fall berechnet wurde, sofort abzulesen. Es sollen z. B. die Schwächungskoeffizienten zweier Strahlungen mit den Wellenlängen λ_1 und λ_2 sich wie 10:1 verhalten und die Empfindlichkeiten der Empfänger für

diese Strahlungen im gleichen Verhältnis stehen, wobei die Empfindlichkeit des Empfängers für λ_1 $J_0 \cdot 10^{-5}$ betragen soll. Es ergibt sich dann aus dem Schnittpunkt von J_D für $k = 1$ mit der Ordinate $10^{-5}\ d_1$ zu 11,5, aus dem Schnittpunkt von J_D für $k = {}^1/_{10}$ mit der Ordinate $10^{-4}\ d_2$ zu 92, der Entfernungsgewinn also zu 8. Außer dem direkten Licht ist für einige Werte von k ($k = 1,\ {}^1/_4,\ {}^1/_{10}$) auch das Streulicht aufgetragen und zwar jeweils für einen „echten" Nebel mit geringer Absorption (Säurenebel) und für Schwarznebel mit großer Absorption. Wie man sieht, wird das Streulicht schon sehr bald stärker als das unzerstreute Licht und nimmt bei den echten Nebeln so langsam ab, daß es das direkte Licht immer mehr um Größenordnungen überwiegt. Im kritischen Bereich ($J_D = J_0 \cdot 10^{-5}\ (-10^{-6})$ verschwindet das Bild also infolge der starken Abnahme von J_D, während das Streulicht J_S sich wenig ändert. Beim Schwarznebel dagegen sind Abstand und Neigung der zusammen gehörenden Kurven von J_D und J_S gegeneinander so gering, daß das Streulicht, welches sich ja in der Fig. 10 über den Bildgrund verteilt, keinen starken Einfluß mehr hat.

Allerdings war es nicht möglich bei der Darstellung in Fig. 9 Rücksicht darauf zu nehmen, daß im Ultraroten nur die Schwächungskoeffizienten, nicht aber die Zerstreuungs- bzw. Absorptionskoeffizienten bestimmt werden konnten, und es ist daher fraglich, inwieweit die so gewonnenen Ergebnisse für das ganze Spektralgebiet, soweit es hier in Betracht kommt, zugrunde gelegt werden dürfen. Man wird annehmen dürfen, daß im Ultraroten die Zerstreuung bestimmt nicht mehr, wahrscheinlich aber erheblich geringer an der Schwächung beteiligt ist, als im Sichtbaren, so daß für dieses Gebiet die angegebenen Kurven nur als obere Grenze anzusehen sind. Im übrigen ist, wie sogleich ausgeführt wird, im Ultraroten das Streulicht ohnedies von geringerer Bedeutung.

Von den Mitteln zur Verbesserung der Sicht kommen die unter 1. genannten geometrisch-optischen in einem ausgedehnten Nebel nicht in Frage, da der Hauptteil des Streulichtes in der Nähe der Lichtquelle entsteht. Nur in dem einen Fall, daß nur der Beobachter im Nebel steht, während die übrige Strecke nebelfrei ist, wären solche Mittel von Vorteil.

Die Wirkung des unter 2. genannten Mittels: Verlegung des Erkennungsvorgangs in ein bestimmtes Spektralgebiet ist

aus dem bisher Besprochenen genügend zu entnehmen. Bei allen Betrachtungen über einen etwaigen Entfernungsgewinn darf aber, wenn für die Sichtweite nicht das Verhältnis von direktem Licht zum Streulicht, sondern der Absolutbetrag des direkten Lichtes bestimmend ist, die Intensitätsabnahme mit dem Quadrat der Entfernung nicht übersehen werden.

Die unter 4. genannte besondere Charakteristik des Empfängers besteht darin, daß grundsätzlich jeder künstliche Empfänger so beschaffen sein kann, daß seine Anzeige im Gegensatz zum Auge (Weber-Fechnersches Gesetz) nur von den absoluten Helligkeitsdifferenzen abhängt, das Streulicht also — von extremen Fällen abgesehen — für ihn unschädlich ist. Es kommt also dann nur auf die Empfindlichkeit des Empfängers einerseits und die absolute Schwächung andererseits an, so daß unter Umständen sogar das Arbeiten in einem Spektralgebiet mit starker Schwächung vorteilhaft sein kann, wenn für dieses Gebiet ein besonders empfindlicher Empfänger zur Verfügung steht.

Bisher wurde nur die Strahlung der Lichtquelle selbst berücksichtigt. Weiteres Streulicht von anderen Lichtquellen herrührend (Tageslicht) ändert an diesen Überlegungen wenig: für das Auge kann die Sicht dadurch allerdings erheblich verschlechtert werden.

§ 6. Erkennbarkeit eines Objektes im Nebel bei diffuser Beleuchtung (Tageslicht)

Gegeben sei ein Objekt im dichten Nebel bei Tageslicht, welches von der auffallenden Strahlung im Bruchteil a absorbiert und im Bruchteil $(1-a)$ diffus reflektiert. Es soll untersucht werden, welchen Helligkeitseindruck ein Beobachter von diesem Objekt bzw. seiner Umgebung erhält. Die Wirkung der Trübung besteht darin, daß die scheinbare Helligkeit des Objektes zunimmt. Diese Erscheinung ist bei schwachen Trübungen öfters untersucht worden mit dem Ziel, aus der Aufhellung den Zerstreuungskoeffizienten der Atmosphäre zu bestimmen. Es sei hier auf eine Arbeit von Löhle[1]) verwiesen, welche auch Literaturangaben enthält. Löhle erhält für das Streulicht bei reiner Zerstreuung die Beziehung

$$J_{s,d} = \text{const}\,(1 - e^{-acd}), \tag{4}$$

1) F. Löhle, Ztschr. f. techn. Phys. **10**. S. 428. 1929.

analog der bisherigen Beziehung

$$J_s = J_0 (1 - e^{-a c d}), \tag{5}$$

nur das eben an Stelle von J_0 eine Konstante tritt, welche von dem Betrag der Einstrahlung in den Nebel abhängt. Er betrachtet sodann die Gesamtstrahlung, welche von einem diffus reflektierenden Objekt zum Beobachter gelangt und erhält dafür aus obiger Formel die Gleichung

$$J_1 = a E e^{-a c d} + J_{s,d}, \tag{6}$$

wobei E die Beleuchtungsstärke am Objekt bedeutet. Ist die Trübung so stark, daß das Objekt praktisch nur durch zerstreute Strahlung erhellt wird, so kann man in dieser Gleichung statt E $J_{s,\infty}$ setzen, also den Gesamtbetrag, der aus allen Schichten auf eine Flächeneinheit auftreffenden Streustrahlung. Damit geht also die Formel (6) über in

$$J_1 = a J_{s,\infty} \cdot e^{-a c d} + J_{s,d}. \tag{7}$$

Von der Umgebung des Objektes erhält der Beobachter den Helligkeitseindruck

$$J_2 = J_{s,\infty}.$$

Das Verhältnis der Helligkeitseindrücke von Objekt und Hintergrund, welches (neben der Helligkeitsdifferenz) für die Wahrnehmung maßgebend ist, ergibt sich also zu

$$\frac{J_1}{J_2} = a \cdot e^{-a c d} + \frac{J_{s,d}}{J_{s,\infty}}. \tag{8}$$

Setzt man für

$$J_{s,d} = C (1 - e^{-a c d}) \tag{9}$$

$$J_{s,\infty} = C (1 - e^{-a c \infty}), \tag{10}$$

so wird

$$\frac{J_{s,d}}{J_{s,\infty}} = 1 - e^{-a c d}. \tag{11}$$

Man erhält damit im Endergebnis

$$\frac{J_1}{J_2} = 1 - \frac{1 - a}{e^{a c d}}. \tag{12}$$

Das bedeutet: Die Helligkeit des Objektes ist stets gleich oder kleiner als die der Umgebung und der Helligkeitsunterschied wird um so größer, je geringer das Reflexionsvermögen des Objektes ist. Dies entspricht der Erfahrung, daß bei Tageslicht im dichten Nebel alle Objekte dunkel erscheinen und um so besser wahrzunehmen sind, je dunkler sie sind.

Der entsprechende Ausdruck für die Helligkeitsdifferenzen lautet

$$J_2 - J_1 = C\, e^{-\alpha c d}\,(1 - a), \tag{13}$$

führt also zu den gleichen Folgerungen. Bei Berücksichtigung der Absorption erhält man, wenn $\varkappa$ der Absorptionskoeffizient, die Beziehungen

$$\frac{J_1}{J_2} = 1 - \frac{1 - a}{e^{(\alpha + \varkappa) c d}} \tag{14}$$

$$J_{s,1,2} = \frac{\alpha}{\alpha + \varkappa} C\,(1 - e^{-(\alpha + \varkappa) c d}) \tag{15}$$

und

$$J_2 - J_1 = \frac{\alpha}{\alpha + \varkappa} \frac{C}{e^{(\alpha + \varkappa) c d}}\,(1 - a). \tag{16}$$

Die Änderung von (14) gegenüber (12) besteht nur darin, daß an Stelle von α jetzt $k = \alpha + \varkappa$ tritt. Für das Helligkeitsverhältnis ist also belanglos, ob und in welchem Verhältnis die Schwächung aus Zerstreuung oder Absorption besteht, da ja nach der Annahme das Objekt nur durch Streulicht erhellt wird. Fragt man nach der Erkennungsmöglichkeit, so muß man gleichzeitig (15) mit heranziehen und sieht, daß hierfür, wie zu erwarten, nicht allein die Schwächung, sondern ihre Verteilung auf Zerstreuung und Absorption maßgebend ist, da die Absolutwerte von J_1 und J_2 sehr stark hiervon abhängen. Für die Helligkeitsdifferenzen geht dasselbe aus Gleichung (16) ohne weiteres hervor. Den Faktor $C \frac{\alpha}{\alpha + \varkappa}$ kann man als „Hintergrund" auffassen, von welchem sich das Objekt abhebt.

Vorausgesetzt ist bei diesen Überlegungen, daß das Objekt frei steht, d. h. vom Beobachter aus gesehen nur an Nebel grenzt und die Entfernung vom wirklichen Hintergrund so groß bzw. α und $\varkappa$ so beträchtlich sind, daß dessen Einfluß vernachlässigt werden kann. Die letztere Voraussetzung wird bei stärkeren Trübungen häufig, die erstere dagegen selten praktisch vollständig erfüllt sein. Randeffekte und etwaige Beeinflussung der Lichtverteilung im Streulicht durch das Objekt sollen unberücksichtigt bleiben, da es hier nur auf das Grundsätzliche der Erscheinungen ankommt.

Von den Mitteln zur Verbesserung der Sicht kommt demnach hier höchstens das unter 4. aufgeführte (Besondere Charakteristik des Empfängers) in Frage; denn die anderen dienen dazu,

das Streulicht auszuschalten, würden hier also die Erkennbarkeit des Objektes verringern.

§ 7. Erkennbarkeit eines Objektes im Nebel bei einseitiger direkter Beleuchtung

Praktisch wichtig sind nun vor allem noch die Fälle, in denen ein Objekt nicht — oder nicht allein — von diffuser Strahlung erhellt, sondern einseitig durch eine künstliche Lichtquelle (z. B. Scheinwerfer) beleuchtet wird. Es ist nicht möglich, diesen Fall im Rahmen dieser Arbeit auch nur annähernd aufzuklären, da selbst bei weitgehender Vereinfachung des Problems die Verhältnisse recht verwickelt sind und zur Berechnung Annahmen notwendig werden, deren Berechtigung experimentell noch nicht geprüft ist. Es seien daher hier nur die wichtigsten der neu auftretenden Gesichtspunkte hervorgehoben:

Denkt man sich ein Objekt im Nebel, welches aus der Entfernung d mit einem parallelen Strahlenbündel beleuchtet wird, so ist die Intensität der auf das Objekt auftreffenden Strahlung $J = J_0 e^{-kcd}$, da der auf das Objekt fallende Bruchteil des Streulichtes in einem solchen Fall zunächst vernachlässigt werden kann (vgl. § 2,2). Von dieser auftreffenden Strahlung wird der Bruchteil $(1 - a)$ diffus reflektiert und hiervon gelangt der Anteil ε zum Beobachter, welcher sich bei der Lichtquelle befinden soll, zurück, wobei er nochmals geschwächt wird. Der Faktor ε, der angibt, wieviel von der diffus zerstreuten Strahlung vom Beobachter wahrgenommen wird, berechnet sich in bekannter Weise aus der Entfernung und dem Durchmesser der Auffangfläche des Beobachtungsapparates. Der Beobachter erhält also vom Objekt den Lichteindruck

$$(17) \quad J_1 = (J_0 e^{-kcd})\, \varepsilon\, (1 - a)\, e^{-kcd} = J_0 (1 - a)\, \varepsilon\, e^{-2kcd}.$$

Fragt man nun nach dem Helligkeitseindruck J_2, welchen er von der Umgebung des Objektes erhält, so wird dieser nach den bisherigen Annahmen 0, was der Erfahrung widerspricht. Dies kommt daher, daß bisher die Richtungsabhängigkeit der Zerstreuung nicht berücksichtigt wurde, deren Einfluß in dem früher besprochenen Sonderfall gleichmäßiger Lichtausbreitung nach allen Richtungen (§ 5) nicht berücksichtigt zu werden brauchte, da dort die Zerstreuung keine Richtungsänderung des Energieflusses bewirken kann. Dagegen kommt es hier entscheidend darauf an, welcher Bruchteil des Streulichtes zum

Beobachter zurückgestrahlt wird. Messungen bestehen hierüber nicht. Einen Anhaltspunkt über die Größe dieses Anteils gibt Mecke[1]), welcher ihn auf Grund der Angaben von Wiener[2]) für sichtbares Licht zu 0,07 berechnet. Mangels anderer Angaben wird man zunächst mit diesem Werte rechnen müssen. Die Formeln, welche sich bei Berücksichtigung der Aufteilung des Streulichtes in einen Anteil, welcher nach vorwärts, und einen Anteil, welcher nach rückwärts gestreut wird, ergeben, hat bereits Mecke in der eben erwähnten Arbeit abgeleitet. Es sollen daher nur die Ergebnisse angeführt werden:

Für das gesamte Licht in Richtung des Strahles erhält man

$$J_v = J_0 \frac{1}{1 + \beta \alpha c d}. \tag{18}$$

Für das nach rückwärts zerstreute Licht

$$J_r = J_0 \frac{\beta \alpha c d}{1 + \beta \alpha c d}, \tag{19}$$

wobei α, c, d die gleiche Bedeutung haben wie bisher (Mecke setzt l statt $c \cdot d$), während β (von Mecke zu 0,07 berechnet) der Rückstreuungskoeffizient ist. Damit erhält man also für den Helligkeitseindruck von der Umgebung des Objektes

$$J_2 = J_0 \frac{\beta \alpha c d}{1 + \beta \alpha c d}. \tag{20}$$

Dieser Ausdruck konvergiert für $d = \infty$ nach 1, so daß

$$J_2 = J_0. \tag{21}$$

Strenggenommen sollte man nun auch bei der Betrachtung des Helligkeitseindruckes J_1, welchen der Beobachter vom Objekt erhält, die stärkere Beleuchtung dieses Objektes durch das hinzukommende Streulicht sowie die Aufhellung durch das zum Beobachter zurückgestreute Licht berücksichtigen. Es wird aber für diese Betrachtung genügen, wenn man zunächst nur den letzteren Anteil hinzufügt. Dieser beträgt

$$J_r = J_0 \frac{\beta \alpha c d}{1 + \beta \alpha c d}. \tag{22}$$

Das Helligkeitsverhältnis wird damit zu

$$\frac{J_1}{J_2} = (1 - a) \varepsilon e^{-2kcd} + \frac{\beta \alpha c d}{1 + \beta \alpha c d}. \tag{23}$$

1) R. Mecke, Ann. d. Phys. **65**. S. 257. 1921.
2) Chr. Wiener, Nova Acta Halle **73**. S. 1. 1900; **91**. S. 1. 1909.

Beide Summanden sind echte Brüche, der erste sogar, selbst wenn man das Reflexionsvermögen des Objektes zu 100 Proz. annimmt, beträchtlich < 1. Das Objekt müßte also, selbst wenn es „weiß" ist, auch bei stärkster Beleuchtung stets dunkler erscheinen als die Umgebung, sich also von einem hellen Hintergrund dunkel abheben.

An diesem neuerlichen Widerspruch mit der Erfahrung sind zwei weitere Vernachlässigungen schuld. Zunächst wurde bisher nur die Zerstreuung, nicht aber die Absorption berücksichtigt. Bei einem β von 0,07 macht sich aber schon eine verhältnismäßig geringe Absorption stark geltend, da ja ein Teil des zum Beobachter zurückgelangenden Streulichtes entfernten Nebelschichten entstammt. Die genauere Formel, die sich bei Berücksichtigung der Absorption für J_r ergibt,

$$J_r = J_0 \frac{(1-\delta)^2 (e^{\gamma \alpha c d} - e^{-\gamma \alpha c d})}{(1+\delta)^2 e^{\gamma \alpha c d} - (1-\delta)^2 e^{-\gamma \alpha c d}} \tag{24}$$

findet sich ebenfalls bei Mecke. Hierbei ist zur Abkürzung gesetzt worden:

$$\gamma = \sqrt{\varkappa(\varkappa + 2\beta')} \qquad \delta = \sqrt{\frac{\varkappa}{\varkappa + 2\beta'}} \qquad \beta' = (1-\varkappa)\beta .$$

Dieser Ausdruck ist etwas unübersichtlich. Man übersieht aber leicht, daß er für $d = \infty$ nach einem bestimmten Wert konvergiert, welcher durch den Ausdruck $\frac{1-\delta^2}{(1+\delta)^2}$ gegeben ist. Für $\beta = 0{,}07$ und $\varkappa = 0{,}09$, welcher Wert sich z. B. für Säurenebel ergeben hatte, erhält man für J_2:

$$J_2 - J_{r,\infty} = 0{,}656\, J_0 ,$$

also schon einen beträchtlich geringeren Wert.

Der zweite Fehler der Betrachtung besteht darin, daß wohl das Streulicht in zwei Anteile J_v und J_r getrennt wurde je nachdem, ob es in oder gegen die Einfallsrichtung der Strahlung zerstreut wird, daß aber nicht berücksichtigt wurde, daß der gestreute Anteil von J_v bzw. J_r nunmehr nicht mehr parallel gerichtet ist sondern divergiert. Es müßte also das jeweils von einer dünnen Nebelschicht $d\,x$ zurückgeworfene Licht $d\,J$ noch mit einem Faktor versehen werden, welcher seinerseits von dem Abstand dieser Nebelschicht vom Beobachter abhängig wäre.

Es soll nun davon abgesehen werden, die vorher aufgestellte Gleichung auf Grund dieser Überlegungen zu ändern, da eine Gleichung dazu verleitet, damit zu rechnen, während es sich in Wirklichkeit nur um rohe Betrachtungen handelt. Diese enthalten übrigens noch eine weitere sehr wesentliche Vereinfachung, indem es sich in praktischen Fällen im Gegensatz zur Annahme hier stets um ein verhältnismäßig *schmales* (paralleles oder richtiger: schwach divergierendes) Strahlenbündel handelt. Dadurch hängt der Eindruck des Objektes bzw. der Umgebung des Objektes auf den Beobachter sehr stark davon ab, welche Stellung dieser zum Strahlenbündel einnimmt. So einfach und selbstverständlich diese Tatsache ist, so schwierig ist es ihren Einfluß zahlenmäßig anzugeben.

Welche Folgerungen lassen sich nun vorläufig aus diesen Überlegungen ziehen?

1. Das Helligkeitsverhältnis $J_1 J_2$ ist von J_0 unabhängig. Die Wahrnehmbarkeit des Objektes ist also bei Beobachtung mit dem Auge von der Beleuchtung unabhängig. (Dies gilt natürlich nur in gewissen Grenzen, da bei sehr geringer Beleuchtung der Eindruck unter die Reizschwelle sinkt, bei sehr starker das Auge geblendet wird. Stärkere Beleuchtung ist also in diesem Fall sogar schädlich. Bei künstlichen Empfängern wird dagegen die Wahrnehmbarkeit in der Regel mit der absoluten Beleuchtungsstärke zunehmen).

2. Das Helligkeitsverhältnis $J_1 J_2$ bzw. der Helligkeitsunterschied $J_1 - J_2$ hängen sehr stark von dem Rückstreuungskoeffizienten β ab. Zunächst ist also experimentelle Bestimmung von β und seiner Abhängigkeit von der Wellenlänge erforderlich.

Nun sei noch kurz bemerkt, welchen Nutzen die im letzten Abschnitt aufgeführten Mittel zur Sichtverbesserung im vorliegenden Falle haben könnten:

1. Geometrisch-optische Mittel (Blenden)

Ausgeblendet kann nur der Teil des Streulichtes werden, welcher in der Nähe des Beobachters entsteht. Es scheiden daher von vornherein alle Fälle aus, in welchen es dem Beobachter möglich ist sich seitlich vom Strahl aufzustellen. Ob in den übrigen Fällen ein nennenswerter Gewinn entsteht, könnte zunächst nur ein Versuch entscheiden.

2. Übergang in ein anderes Spektralgebiet

Da ein Objekt, welches ein gewisses mittleres Reflexionsvermögen besitzt, je nach den Werten des Rückstrahlungs- bzw. Absorptionskoeffizienten des Nebels dunkler oder heller erscheinen kann als der Nebelhintergrund, so können auch Fälle eintreten, in denen die Wahrnehmbarkeit zu einem Minimum wird. Erscheint also ein bestimmtes Objekt in einer gewissen Entfernung bei Betrachtung mittels einer Strahlung, deren Zerstreuungskoeffizient groß und deren Schwächung daher ebenfalls groß ist, dunkler als die Umgebung, so wird bei Verwendung einer anderen Strahlung, welche weniger zerstreut und damit auch weniger geschwächt wird, der Hintergrund dunkler, das Objekt gleich hell oder heller erscheinen. Die Erkennbarkeit des Objektes nimmt also ab, trotzdem man die neue Strahlung wegen ihres kleineren Schwächungskoeffizienten zunächst für vorteilhafter halten möchte.

Diese Betrachtungen galten alle nur für ein Objekt in einem ausgedehnten Nebel, also für den Fall, daß der Nebel selbst den Hintergrund für das Objekt bildet. Handelt es sich statt dessen nur um eine begrenzte Nebelschicht zwischen Beobachter und Objekt, so gelten an ihrer Stelle sinngemäß alle Überlegungen, welche in § 5 für die Erkennbarkeit einer Lichtquelle entwickelt wurden. Eine besondere Schwierigkeit gegenüber diesem Fall liegt allerdings bei dem jetzt vorliegenden darin, daß auch bei starker Beleuchtung die vom Objekt bzw. Hintergrund zum Beobachter zurückgeworfenen Lichtmengen sehr gering sind.

§ 9. Bemerkungen zur Empfängerfrage

Bei allen Überlegungen über einen etwaigen Sichtgewinn durch Verlegung des Sehvorganges ins ultrarote Spektralgebiet war bisher ganz außer Betracht gelassen worden, ob für dieses Gebiet Strahler ausreichender Intensität und Empfänger genügender Empfindlichkeit vorhanden oder zu erwarten sind. Zu diesen Fragen ist allgemein zu bemerken:

Die Erzeugung bietet keine besonderen Schwierigkeiten, da beim Kohlelichtbogen (Reinkohlen) das Schwergewicht der Strahlung noch im kurzwelligen Ultrarot liegt. Wesentlich schlechter ist es aber um genügend empfindliche Empfänger bestellt. Als solche kommen, wenn ein Bild des Objektes verlangt wird, also geringe Trägheit Bedingung ist, heute nur licht-

elektrische Empfänger in Frage. Nach den bisherigen Veröffentlichungen z. B. über die Versuche mit Lichttelephonie[1]) ist man anscheinend bis jetzt bei praktischen Versuchen noch nicht über höchstens 1,2 μ hinausgekommen. Betrachtet man daraufhin nochmals das Verhältnis der Schwächungskoeffizienten (Fig. 5), so findet man, daß z. B. bei Säurenebel der Entfernungsgewinn bei Verwendung einer Strahlung von etwa 1,2 μ 4 beträgt gegenüber einem Höchstwert von 18 bei 2,7 μ. Geht man von dem Energiegewinn bei gleicher Entfernung aus, so liegen die Verhältnisse natürlich wieder etwas günstiger (Fig. 8). Es sei hier nochmals auf den Bericht von Gresky[1]) verwiesen, welche eine ausführliche Zusammenstellung von Arbeiten zur Empfängerfrage bringt. Kritische Betrachtung der Originalarbeiten ist allerdings vor der Schlußfolgerung anzuraten.

Handelt es sich nicht darum, das Bild eines Objektes zu entwerfen, sondern nur darum, die Richtung einer Strahlungsquelle (oder Senke: Eisberg) festzustellen, so kommen auch die Empfänger in Betracht, welche die Wärmewirkung der Strahlung ausnutzen und daher zum Empfang von Strahlung beliebiger Wellenlänge brauchbar sind. Gresky bespricht solche Empfangsanordnungen, welche er als „Wärmesuchgerät" bezeichnet, in seiner bereits erwähnten Arbeit. Es sind dabei eigentlich zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem die zu empfangende Strahlung entweder als unbeabsichtigte Nebenwirkung entsteht, oder absichtlich für den Empfang erzeugt wird.

Im ersteren Falle handelt es sich um Strahlungsquellen mit niederer Temperatur (Schornstein, Verbrennungsmotor) und die Strahlung ist daher arm an ultraroten Strahlen kürzerer Wellenlänge. Bei längeren Wellen (von etwa 3—4 μ ab) ist aber schon bei ungetrübter Atmosphäre stärkere Absorption zu befürchten[2]). Zahlenmäßige Untersuchungen über die zur Verfügung stehenden Strahlungsmengen und ihre spektrale Verteilung einerseits, und die Schwächung von Ultrarotstrahlung größerer Wellenlänge andererseits, scheinen noch nicht vorzuliegen. Gelegentliche Mitteilungen über gelungene Versuche erlauben noch kein Urteil über die praktische Verwertbarkeit.

Im zweiten Fall handelt es sich um die bereits früher besprochene Erkennbarkeit einer Lichtquelle. Es ist durchaus

1) G. Gresky, Phys. Ztschr. **32**. S. 193. 1931.
2) F. Schröter, E. N. T. **7**. S. 1. 1930.

möglich, daß diese im Nebel unter Verwendung ultraroter Strahlung verbessert wird. Man wird aber den Nachweis, daß ein etwaiger Gewinn durch die Verwendung gerade ultraroter Strahlung erreicht worden ist, erst dann für geführt ansehen dürfen, wenn dies durch eine Gegenprobe mit sichtbarem Licht unter Verwendung einer auf dem gleichen Grundsatz beruhenden und gleich empfindlichen Empfangsanordnung bestätigt worden ist. Dies um so mehr, da zum Anpeilen einer Lichtquelle nicht nur das unzerstreute Licht, sondern auch das Streulicht dienen kann. Welche Peilschärfe im letzteren Falle erreichbar ist, bleibe zunächst offen. Immerhin ist es möglich, so daß also beim Anpeilen die Zerstreuung der Strahlung wesentlich weniger schädlich wirkt als die Absorption.

Zusammenfassung

Es wurde der Einfluß einiger künstlicher Nebel auf Strahlung der Wellenlängen 0,40—4,0 μ untersucht. Es wurde festgestellt, daß die Schwächung der Strahlung durch diese Nebel stark von der Wellenlänge abhängt und im allgemeinen mit zunehmender Wellenlänge abnimmt. Weiter wurde untersucht, wie sich die Schwächung auf Zerstreuung und Absorption verteilt und wie sich diese Verteilung auf die Sicht auswirkt. Im Anschluß daran wurden einige allgemeine Gesichtspunkte über Sichtverhältnisse in trüben Medien entwickelt und Mittel zu ihrer Verbesserung besprochen. Unter diesen tritt die Verlegung des Erkennungsvorgangs ins ultrarote Spektralgebiet (über 1,2 μ hinaus) vorläufig zurück, da der erreichbare Gewinn bei den untersuchten Nebeln im allgemeinen selbst dann nicht groß ist, wenn es gelingen sollte, die Schwierigkeiten in der Empfängerfrage zu überwinden. In bestimmten Fällen scheint es möglich, mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln eine Verbesserung der Sicht zu erreichen. Da künstliche Nebel auch als Wassernebel, nur mit anderen Kondensationskernen, anzusehen sind, so wird man bei natürlichen Nebeln wohl ähnliche Ergebnisse erwarten dürfen.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Erlangen ausgeführt. Dem Vorstand des Instituts, Hrn. Prof. Dr. B. Gudden, bin ich für seinen Rat und seine Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit zu tiefem Dank verpflichtet.

Der Minimax-A.-G., den Firmen Fahlberg, List & Co., Kahlbaum und der Farben-I. G. haben wir für die Überlassung der Chemikalien für die Vernebelung zu danken. Hrn. Dr. O. Treichel der Minimax A.-G. danken wir für seine Vermittlung in dieser Angelegenheit und seine Ratschläge. Außerdem haben die Siemens-Schuckertwerke, Nürnberger Werk, und Carl Zeiss, Jena, letztere unter freundlicher Vermittlung des Hrn. Dr. G. Hansen, die Arbeit durch leihweise Überlassung je eines Parabolspiegels unterstützt. Wir möchten ihnen auch an dieser Stelle dafür danken.

Schließlich sei betont, daß diese wie viele andere Arbeiten aus dem Erlanger Institut nur durch die dankenswerte geldliche Unterstützung des Instituts durch die hiesige Firma Reiniger, Siemens, Veifa ermöglicht wurde.

Lebenslauf

Ich, Willi Külb, wurde geboren am 4. August 1899 in Nürnberg als Sohn des Fabrikbesitzers Raimund Külb und seiner Gemahlin Dora, geborenen Zeltner. Ich bin staatsangehörig in Bayern.

Ich besuchte nach der Volksschule das humanistische Neue Gymnasium in Nürnberg. April 1917 trat ich nach der Notreifeprüfung als Fahnenjunker im 14. bayr. Inf.-Reg. ein und machte mit diesem den Rest des Krieges mit. Ich trat dann in das vorläufige Reichsheer ein und diente dort bis zur Auflösung meines Truppenteils im Sommer 1920. Von 1920—1922 studierte ich Maschinenbau an der Technischen Hochschule München und legte dort 1922 das Diplom-Hauptexamen ab. Von 1923—1929 war ich bei den Siemens-Schuckertwerken in Berlin und Nürnberg, vorwiegend als Konstrukteur, tätig. Im Oktober 1929 begann ich an der Universität Erlangen mit der vorliegenden Dissertation.